

Université de Paris

École doctorale n° 560 : Sciences de la Terre et de l'Environnement, Physique de l'Univers
Laboratoire AIM, CEA, CNRS, Université Paris-Saclay, Université Paris Diderot, F-91191 Gif-sur-Yvette

Systèmes binaires : formation, évolution et environnement

Par Francis FORTIN

Thèse de doctorat en Sciences de l'Univers
Spécialité Astronomie et Astrophysique

Dirigée par Sylvain CHATY

Présentée et soutenue publiquement le 26 septembre 2019

Devant un jury composé de :

Pr. KOUCHNER, ANTOINE	Professeur, APC	Président du jury
Pr. NEGUERUELA, IGNACIO	Professeur, Universidad de Alicante	Rapporteur
Dr. WEBB, NATALIE	Astronome, IRAP	Rapportrice
Dr. BARRET, DIDIER	Directeur de Recherches, IRAP	Examinateur
Dr. BARTLETT, ELIZABETH	Astronome, ESO	Examinateuse
Pr. CHATY, SYLVAIN	Professeur, AIM	Directeur de thèse
Dr. GARCÍA, FEDERICO	Post-doc, Kapteyn Astronomical Institute	Examinateur
Dr. VERGANI, SUSANNA	Chargée de Recherches, GEPI	Examinateuse



Except where otherwise noted, this work is licensed under
<https://creativecommons.org/licenses/by-nd/3.0/fr/>

À Luis, Dorian, Nola et...

Remerciements

Nous y voilà enfin, à ce petit instant de répis où je peux prendre un peu de temps pour remercier celles et ceux qui ont participé – que ce soit de près ou de loin – à ces trois années de thèse, que ce soit sur le plan professionnel, personnel, ou un peu des deux...

Tout d'abord, je tiens à remercier mon directeur de thèse, Sylvain CHATY, qui fut d'abord mon encadrant de stage en fin de master 2. Si j'étais à l'époque déjà rodé aux observations astronomiques, c'est lui qui m'a donné les opportunités pour travailler sur des sujets qui m'ont passionnés et sur des données issues d'instruments prestigieux (ou en tout cas un peu plus performants que ma vieille TouCam Phillips collée derrière mon télescope, observant le ciel Orcéen depuis sont perchoir au-dessus de la N118!). C'est donc à lui que je dois le développement de mes compétences d'astronome, que j'ai pu mettre à l'épreuve avec beaucoup de libertés pendant ces trois années.

Il me faut aussi absolument remercier les membres du jury de cette thèse, Antoine Kouchner, Ignacio Negueruela, Natalie Webb, Didier Barret, Elizabeth Bartlett, Federico García et Susanna Vergani. Tout particulièrement, merci infiniment à Ignacio et Natalie pour avoir rapporté ce manuscrit, en français, et pendant la période estivale de surcroît! Merci à Antoine pour avoir non-seulement présidé le jury mais aussi pour m'avoir suivi tout au long de ma thèse. Merci à Federico pour être revenu assister à la soutenance en tant qu'examinateur, après avoir passé deux années à travailler ensemble.

Vient ensuite les gens du labo à Saclay, mais aussi (quasi-exclusivement pour certains...) ceux de Paris Diderot. J'aimerais commencer par Jérôme Rodriguez, directeur du LEPCHE, que je remercie de porter toujours autant d'attention au bien-être des doctorants, ainsi que pour les précieux conseils pour la soutenance. À Matthias Gonzales, merci d'avoir accepté de faire parti de mon comité de thèse. Merci à Alexis Coleiro pour avoir suivi l'avancement des travaux et participé aux discussions. Merci à Isabelle Grenier, pour m'avoir accueilli au sein de l'équipe enseignante en PACES pendant deux ans ; à Douglas pour son expertise Gaia, et à qui je souhaite *all the best* pour Strasbourg ; à Sylvain, Federico, Julien et Alain pour leur investissement sur le DLT et qui auront largement contribué à faire oublier les compétences douteuses de celui-dont-on-ne-prononce-pas-le-nom, pour pouvoir enfin proposer des TP d'astro aux étudiants. Du côté Paris 7, merci aux gens de l'IPGP avec qui j'ai partagé mes pauses déjeuner et qui m'ont permis de changer un peu de paysage (martien!).

Pour mes compagnon·nes de fortune, je mentionnerai Théo et Floriane, co-bureaux à Saclay, ainsi que Francesco et Mathilde pour la génération future en radio. À Paris, j'aurai finalement succombé face à une succession de co-bureaux : Mélanie, Foivos, Balto, Keisuke et Sabrina (qui m'a menacée d'aller bouder dans son coin si elle n'était pas mentionnée ici). Pour les survivants, je vous lègue mon chauffage électrique honteusement piqué dans un bureau du 6^{eme} étage. Je n'ai aucun regret, l'université n'avait qu'à allumer la chaufferie plus tôt!

Je voudrais aussi adresser mes remerciements à mes amis (représente quartier du Guichet, quoiqu'il y a eu quelques déserteurs...). D'abord, les éternels Pierre et Gabriel, inséparables et indispensables, qui font parti de l'aventure depuis... les cours d'anglais de L3 si je me souviens bien! Grâce à eux j'ai pu m'investir en astro amateur auprès d'Alcor, chose que je n'aurai probablement jamais fait sans leur suggestion. Merci à Barbara pour ses talents de MJ et de m'avoir foudroyé deux fois d'affilée pour conclure une aventure épique à travers la Grèce. Un grand merci à Aurélien pour avoir ravivé en moi la flamme des arts martiaux, et à Florian ainsi qu'aux autres compagnons de grimpe pour m'avoir fait découvrir l'escalade. Mes mains et mes jambes sont de ce fait à un stade avancé de déterioration, mais ça fait plaisir. Merci à tous les autres pour les soirées raclette, JDR, jeux vidéo ou les trois en même temps. Merci à Nathan, qui malgré sa propension à voyager un peu partout jusqu'à se paumer au fin fond du Yukon, est venu me voir pour ma soutenance ; le caillou est toujours là, dans ma poche, au moment où j'écris ces lignes.

Pour finir, je voudrais remercier ma famille. Je me rappelle avoir eu 6 ou 7 ans, chez mes grands-parents, lorsqu'on m'a demandé ce que je voulais faire comme travail plus tard. Sans hésiter, c'était "astrophysicien". Je revois dans ma tête les sourires bienveillants qui suivirent, et qui

m'ont accompagnés pendant toute ma scolarité et mes études. Merci à mes parents, Emmanuel et Juliette, pour toujours m'avoir incité à faire ce qui me plaisait, et surtout de m'avoir donné l'opportunité de le faire. Merci à Papyvon et Mamiemag pour être venu me voir à la soutenance, ainsi qu'à Justine et Bénédicte. Merci à mes frères, Camille pour ses concerts empoisonnés et Félix pour assurer la présence d'huîtres aux repas de famille, ainsi qu'à leurs compagnes Audrey et Cindy. Je dédie par ailleurs cette thèse à la génération future : Luis, Dorian, Nola et... à qui je souhaite une vie pleine d'opportunités.

Et même si cette expression n'est plus utilisée depuis les années 90, *Big Up* à Loutraki et Loutrino, qui m'auront permis à maintes reprises de m'évader dans l'Outre-Espace (voir fig. 1).



FIGURE 1 – See you in OtterSpace! *Source : Le Graphiste du Dimanche*

Résumé

Systèmes binaires : formation, évolution et environnement

Les systèmes binaires accrétants sont des couples stellaires composés d'un objet compact (naine blanche, étoile à neutrons, trou noir) et d'une étoile avec laquelle il échange de la matière. Cette phase d'accrétion dans la vie d'un couple d'étoiles est caractérisée par l'émission de rayonnements énergétiques, et peut induire l'accélération de matière à des vitesses relativistes dans des jets, ainsi qu'une variabilité qui oscille entre sursauts et périodes de quiescence. Ces objets sont des contributeurs majeurs au rayonnement X et gamma présent dans l'univers, et on sait depuis 2015 qu'ils sont aussi les progéniteurs de collisions spectaculaires entre deux objets compacts en fin de vie, donnant naissance à une émission d'ondes gravitationnelles. Parce que plus de la moitié des étoiles de notre galaxie passent au moins une partie de leur vie en couple, l'étude des systèmes binaires est une des clés qui permettront de mieux comprendre l'évolution stellaire en général.

On propose dans cette thèse de partir sur un questionnement général à propos de l'origine des systèmes binaires, de leur diversité et des différents chemins évolutifs qu'ils empruntent, ainsi que sur la complexité de leur environnement local. Nos outils pour traiter ces thématiques seront principalement observationnels. On tentera notamment d'exploiter les propriétés multi-longueur d'onde des binaires accrétantes dans les travaux présentés.

La première partie est une introduction généraliste qui permet d'apporter quelques bases sur l'évolution stellaire, les processus caractéristiques des systèmes binaires, et qui présente quelques aspects observationnels pratiques en rappelant les messagers et les observables qu'on peut en extraire.

La deuxième partie traite d'un projet initial de recensement des binaires accrétantes connues. On corrèle des catalogues antérieurs avec les catalogues du Centre de Données Astronomiques de Strasbourg pour mettre à jour certaines informations, et on tente de trouver les contreparties de binaires X de grande masse (HMXB) parmi les détections du satellite Gaia. Cette ébauche de catalogue servira dans un projet d'étude du *kick* natal des HMXBs et constituera une base pour y chercher les progéniteurs de couples compacts détectables par le satellite gravitationnel LISA.

La troisième partie vise à participer activement au recensement de binaires X en déterminant la nature de sources *INTEGRAL* (IGR). On présente pour cela l'analyse de données spectrophotométriques en infrarouge proche acquises avec l'instrument VLT/ISAAC sur 14 sources IGR. Parmi celles-ci, on identifie 9 nouvelles binaires accrétantes et 5 noyaux actifs de galaxie.

La quatrième partie se focalise sur un système en particulier. IGR J16318-4848 est une binaire supergéante obscurcie de type B[e], qui présente un environnement complexe dont on cherche à déterminer la structure. On rend compte d'acquisitions spectroscopiques VLT/X-Shooter qui nous permettent de sonder la dynamique du vent stellaire de l'étoile supergéante, le mouvement orbital d'un disque circumbinaire de poussières ainsi que celle de son propre vent riche en éléments lourds. En modélisant la distribution spectral d'énergie large bande jusqu'aux infrarouges lointains (*Spitzer*, *Herschel*), on détermine notamment les températures des millieux émetteurs ainsi que leur dimensions absolues.

La cinquième partie porte sur l'étude d'une source transitoire, le microquasar Swift J1745-26, composée d'un trou noir et d'une étoile de faible masse. Observée des X à la radio après être entrée en sursaut fin 2012, elle est détectée cinq mois plus tard pendant une phase de décroissance. Nous utilisons des données photométriques VLT/FORS2, ISAAC de l'optique à l'infrarouge ainsi que des mesures en X (*Swift*/BAT, XRT) afin de comparer les distributions spectrales d'énergie large bande à ces deux époques différentes. On peut notamment expliquer les variations de luminosité par un changement du rayon interne du disque d'accrétion, qui s'organise autour du trou noir central.

On termine ce manuscrit par un résumé des résultats obtenus ainsi qu'un bref aperçu des perspectives d'avenir dans le domaine des binaires accrétantes.

Mots clefs : Astrophysique, Astronomie, Infrarouge proche, Visible, Étoiles, Binaires X

Abstract

Binary systems : formation, evolution and environment

Accreting binary systems are stellar couples in which a compact object (white dwarf, neutron star, black hole) feeds from a regular star. This accretion phase in the life of a binary shows characteristic high-energy emission, and can cause the formation of relativistic jets as well as a transient behavior which goes from violent outbursts to quiescent periods. These objects contribute significantly to the X-ray and gamma radiation in the Universe, and since 2015 we know they are the progenitors of spectacular collisions between compact objects, which at the end of their lives radiate gravitational waves. Because more than half of the stars in our Galaxy spend at least a part of their lives within a binary, studying these systems is key to better understand stellar evolution in general.

This thesis starts from an initial questioning about the origin of binary systems, of their diversity and the different evolutionary paths they take, as well as the intricacy of their local environment. The tools we use to address these topics are mainly observation-oriented. In particular, we will try to make full use of the multi-wavelength properties of binaries in the studies we present.

The first part is a general introduction which covers the basics of stellar evolution, the processes taking place within binary systems, and also introduces practical aspects about observations such as the messengers and the observables that are associated.

The second part is about a project of census concerning accreting binaries. We correlate previous catalogues with the ones from the Centre de Données Astronomiques de Strasbourg to update some of the information about the binaries, and also try to find counterparts of high-mass X-ray binaries (HMXB) among the detections of the Gaia satellite. This census will be used in a project studying the natal kick of HMXBs and will also be the starting point to look for progenitors of compact binaries which will be detected by the gravitational wave observatory LISA.

The third part aims to actively participate in the census of X-ray binaries by determining the nature of unidentified *INTEGRAL* sources (IGR). We present the analysis of spectrophotometric data in near-infrared acquired with VLT/ISAAC on 14 IGR sources. Among them, we identified 9 new accreting binaries and 5 active galactic nuclei.

The fourth part focuses on a particular system. IGR J16318-4848 is an obscured supergiant B[e] high-mass X-ray binary, and possesses a complex environment which we aim to characterize. We report on spectroscopic acquisitions with the VLT/X-Shooter which allow us to probe the dynamics of the stellar wind from the supergiant star, the orbital motion of the dusty circumbinary disk as well as its own metal-rich wind. By modeling the broadband spectral energy distribution down to the far-infrared (*Spitzer, Herschel*), we determine the temperature of the emitting media as well as their absolute scales.

The fifth part is a study on a transient source, the microquasar Swift J1745-26, made of a low-mass star orbiting a black hole. It was detected in X-rays down to radio waves late 2012 during outburst, and was observed again five months later during its decay. We use photometric data from VLT/FORS2, ISAAC in optical and near-infrared as well as soft and hard X-ray measurements (*Swift/BAT, XRT*) in order to compare the broadband spectral energy distributions at these two epochs. The variations in luminosity can be especially explained by a change in the internal radius of an accretion disk around the black hole.

We conclude this manuscript by providing both a summary of the results and a short review of the future prospects in the field of accreting binaries.

Keywords : Astrophysics, Astronomy, Near-infrared, Visible, Stars, X-ray binaries

Table des matières

Table des matières	11
--------------------	----

Introduction Générale

I Partie introductive

1 Évolution stellaire	23
Introduction, bref historique	23
1.1 Nuages moléculaires	24
1.2 Proto-étoiles et jeunes étoiles	25
1.3 Séquence principale	26
1.4 Fin de vie et objets compacts	29
1.5 Temps de vie caractéristique des étoiles	35
Conclusion	36
2 Systèmes binaires et interactions	39
Introduction et bref historique	39
2.1 Formation de couples stellaires	40
2.2 Généralités sur l'accrétion	41
2.3 Couples en interaction : les binaires X	42
2.4 Chemins évolutifs passant par le stade de binaire X	45
2.5 Fin de vie et couples d'objets compacts	47
Conclusion	48
3 Messagers astrophysiques	51
Introduction, bref historique	51
3.1 Ondes électromagnétiques	52
3.2 Neutrinos	56
3.3 Ondes gravitationnelles	56
Conclusion	58
4 Observables du domaine électromagnétique	61
4.1 Photométrie	61
4.2 Spectroscopie	62

II Recenser les systèmes binaires X connus

Introduction de la deuxième partie	71
5 Recensement : catalogues, corrélations croisées et mises à jour	73
5.1 Les catalogues	73
5.2 Corrélation croisée	74
5.3 Corrélation avec l'Observatoire Virtuel	74
5.4 Projet Gaia ⊗ HMXB	75
5.5 Résultats du recensement des binaires accrétantes	78
Conclusion de la deuxième partie	83

La liste des binaires X dans la Voie Lactée et les Nuages de Magellan	85
<i>III Identifier la nature de sources X</i>	
Introduction de la troisième partie	97
6 Données observationnelles en infrarouge proche	103
6.1 L'échantillon de sources X à identifier	103
6.2 Stratégies d'observation et de réduction des données	103
6.3 Acquisitions et extraction des observables	108
7 Identification des sources	113
7.1 Méthode d'identification	113
7.2 Estimation de la distance pour les binaires galactiques	115
7.3 Example d'identification : IGR J13020–6359	116
8 Résultats et discussions	119
8.1 Sources identifiées	119
8.2 Compatibilité statistique de l'échantillon	120
Conclusion de la troisième partie	123
L'article publié dans <i>Astronomy & Astrophysics</i>	125
<i>IV Révéler l'environnement d'une binaire obscurcie : IGR J16318-4848</i>	
Introduction de la quatrième partie	145
9 Données observationnelles en optique, infrarouge proche et moyen	149
9.1 Spectroscopie visible/infrarouge : VLT/X-Shooter	149
9.2 Spectroscopie infrarouges moyens : Spitzer	153
9.3 Photométrie infrarouges lointains : Herschel	153
10 Un environnement complexe révélé par la spectroscopie d'X-Shooter	155
10.1 Abondance relative entre hydrogène et hélium	155
10.2 Bandes interstellaires diffuses	155
10.3 Profils P-Cygni	157
10.4 Profils en plateau	158
10.5 Profils en double pics	161
10.6 Profils fins	164
10.7 Raie H α	165
10.8 Résumé des informations dérivées à partir de la spectroscopie X-Shooter	167
10.9 Inclinaison du système	167
10.10 Estimation de la distance	169
11 Distribution spectrale d'énergie large bande	173
11.1 Description des données	173
11.2 Géométrie attendue	174
11.3 Contribution du disque	175
11.4 Contribution du rebord interne du disque	175
11.5 Contribution de l'étoile centrale	176
11.6 Méthode de rougissement artificiel des données	177

11.7 Résumé, méthode et hypothèses	179
11.8 Résultats de l'ajustement de la SED	181
11.9 Discussions sur les résultats d'ajustement de la SED	184
12 Modélisation d'atmosphère stellaire	187
12.1 Le code PoWR	187
12.2 Résultats	187
12.3 Discussions	189
Conclusion de la quatrième partie	191
L'article soumis à <i>The Astrophysical Journal</i>	195

*V Caractériser la variabilité d'un microquasar :
SwiftJ174511.0-262411*

Introduction de la cinquième partie	223
13 Données observationnelles	227
13.1 Données VLT/ISAAC	227
13.2 Données VLT/FORS2	227
13.3 Extraction de la photométrie	228
13.4 Correction de l'extinction interstellaire	230
14 Quantités dérivées à partir des nouvelles données	233
14.1 Magnitude en quiescence	233
14.2 Période orbitale	235
14.3 Distance du système	237
15 Distribution spectrale d'énergie des infrarouges aux X	239
15.1 Modélisation	239
15.2 Méthode et résultats de l'ajustement	241
15.3 Discussion sur les résultats des ajustements	246
Conclusion de la cinquième partie	249
L'article soumis dans <i>Astronomy & Astrophysics</i>	253

Conclusion Générale

Liste complète des références

Bibliographie	269
Liste des figures	279
Liste des tableaux	281

Introduction Générale

Si les années 70 voient une nouvelle fenêtre s'ouvrir sur l'univers avec les débuts des observatoires en rayons X, les années 2010 marquent l'avènement de l'astronomie gravitationnelle, dont les bases avaient pourtant été formalisées 100 ans plus tôt par Albert Einstein ([Einstein 1918](#), «*À propos des ondes gravitationnelles*»). Les astronomes peuvent maintenant sonder le ciel avec quatre messagers : les ondes électromagnétiques et gravitationnelles, les neutrinos et les rayons cosmiques. L'observation quasi-simultanée d'ondes gravitationnelles et du rayonnement associé a déjà été mise à l'épreuve en août 2017, quand la fusion de deux étoiles à neutrons a mobilisé plus de 70 observatoires à travers le monde pour suivre l'événement. Les couples d'astres compacts correspondent au stade ultime que peuvent atteindre les systèmes binaires, qui sont composés de deux étoiles liées par leur gravité respective, orbitant autour de leur centre de masse. Un stade précurseur à celui de couple compact est celui de binaire X, qui est caractérisé par la présence simultanée d'un objet compact (naine blanche, étoile à neutrons, trou noir) et d'une étoile, cette dernière cédant de sa matière à son compagnon par accrétion via débordement de lobe de Roche, vent stellaire intense où disque de décretion. L'objet compact accrétant est alors le moteur à l'origine d'émission de rayonnements X et gamma, ce qui est complètement impossible pour un astre isolé. Ces binaires X semblent être des objets aussi exotiques que rares, et pourtant il n'en n'est rien. Selon [Sana \(2017\)](#), ce sont plus de 60% des étoiles de l'univers qui passent au moins une période de leur vie en couple. Comprendre les mécanismes qui mènent à leur formation ; explorer les différents scénarios évolutifs ; caractériser comment, en retour, ces systèmes influent sur leur environnement... Il est nécessaire de considérer toutes ces thématiques, car l'interaction binaire fait finalement partie intégrante du paysage de l'évolution stellaire.

Depuis ces 30 dernières années, l'étude des binaires X a largement bénéficié de diverses missions spatiales qui, dans la continuité des premiers observatoires X (UHURU, [Giacconi et al. 1971](#)), ont révélé la diversité grandissante de systèmes accrétants. Tandis qu'*INTEGRAL* (*INTERNational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory*, 2002) permet des observations grand champ des rayonnements gamma, les satellites *XMM-Newton* (1999), *Chandra* (1999) et *Swift* (2004) peuvent suivre des sources X avec une résolution égalant les télescopes optiques traditionnels. Cette couverture de la gamme des hautes énergies, couplée avec la possibilité de mobiliser en parallèle des observatoires optiques et radio, prodigue un environnement idéal pour l'étude des binaires X qui rayonnent dans l'ensemble du spectre électromagnétique. Les hautes énergies y sont en effet dominées par les zones d'accrétion ainsi que par les particules chargées circulant autour de puissants champs magnétiques ; le visible/infrarouge par les disques et les atmosphères stellaires ; la radio par les jets relativistes au niveau des objets compacts. Il est donc possible et nécessaire de s'inscrire dans une approche multi-longueur d'onde lorsqu'il s'agit d'observer ce genre de systèmes.

Cette thèse adopte une approche observationnelle des binaires X, en se basant principalement sur des données optiques et infrarouges issues du VLT (*Very Large Telescope*) de l'Observatoire Européen Austral (ESO), mais en s'appuyant aussi sur des moyens spatiaux pour les domaines gamma et X (*INTEGRAL*, *Chandra*, *XMM*, *Swift*) ainsi que pour les infrarouges moyens (*Spitzer*, *Herschel*). Le travail effectué pendant ces trois dernières années peut se décliner en quatre axes majeurs, qui représentent chacun une approche différente de la problématique de formation, d'évolution et d'environnement des binaires X : recenser des systèmes connus, identifier de nouvelles sources, révéler l'environnement local d'une binaire X supergéante, et caractériser la variabilité d'un microquasar.

Plan du manuscrit

La première partie de ce manuscrit est purement introductory, et a pour but de donner quelques éléments de base pour mieux cerner le contexte astrophysique général (évolution stellaire classique, systèmes binaires...) mais aussi observationnel (messagers, observables...).

En deuxième partie, on adopte une approche d'ensemble en présentant un projet de recensement des systèmes binaires accrétants connus. Partant d'une simple volonté d'avoir une liste à jour, disponible tout au long de la thèse, ce travail a notamment servi dans un projet annexe focalisé sur les binaires X de grande masse (F. Garcia et al., incl. F. Fortin, *en préparation*). Il a notamment été réalisé qu'un catalogue exhaustif et à jour aurait un potentiel scientifique très précieux ; ainsi ce recensement fera office de base pour un projet post-doctoral visant à mettre en lien binaires X et couples d'objets compacts.

La troisième partie opte pour une approche un peu plus restreinte, qui porte tout de même sur l'identification de la nature de 14 sources de rayonnements X. Le travail présente l'extraction et l'analyse de données spectrophotométriques en infrarouge proche acquises avec l'instrument ISAAC du VLT sur un échantillon de 14 sources *INTEGRAL* encore mal connues. Les sources de rayons X pouvant être très différentes par nature, certaines d'entre-elles se sont avérées être des noyaux actifs de galaxies ; la motivation initiale de ce projet était pourtant bien d'identifier de nouvelles binaires X pour pratiquer activement au recensement de ces sources. Cette étude, publiée dans le journal *Astronomy & Astrophysics* (Fortin et al. 2018) apporte justement 9 nouvelles binaires à cette liste.

L'objet de la quatrième partie est une binaire X particulière, IGR J16318-4848 : c'est la première source détectée par le satellite *INTEGRAL*, et elle a nécessité à l'époque de créer une nouvelle sous-catégorie de binaires de grande masse tant elle était exotique. Son rayonnement, obscurci à l'extrême, peine à nous parvenir bien qu'une étoile massive supergéante trône au centre d'un disque irradié par son rayonnement et celui émis par les régions proches de l'objet compact orbitant autour. On détaille les informations tirées d'un spectre optique/infrarouge provenant de l'instrument X-Shooter du VLT, puis on utilise des données en infrarouges moyens/lointains (*Spitzer*, *Herschel*) pour modéliser la distribution spectrale d'énergie de la binaire et quantifier les contributions de chacune des régions clés (étoile, disque). On présente aussi les résultats additionnels de modélisation de l'atmosphère stellaire et du vent de l'étoile centrale obtenus par A. Sanders à l'aide du code PoWR. Cette étude a fait l'objet d'un article, qui est soumis au journal A&A (Fortin et al. A&A *subm.*).

En cinquième et dernière partie, on se focalise sur un microquasar découvert en 2012 suite à son entrée en sursaut : la binaire de faible masse Swift J1745-26. À l'aide d'observations photométriques en infrarouge proche et en optique de FORS2 et d'ISAAC (VLT) et en s'appuyant sur des mesures en X (XRT et BAT du satellite *Swift*) effectuées à deux époques (septembre 2012 et mars 2013), on donne notre interprétation des changements qui ont opérés entre ces dates en modélisant la distribution spectrale large bande de la source. On explique notamment sa baisse de luminosité par une augmentation du rayon interne du disque d'accrétion qui s'organise autour du trou noir central. On confirme de plus que le sursaut n'a pas suivi une évolution classique, caractérisée par un cycle d'hystérésis entre la dureté du spectre X et l'intensité totale de la source : Swift J1745-26 aurait en effet raté une transition de l'état bas/dur vers l'état haut/mou, phénomène assez rare pour être noté. Cette étude fait aussi l'objet d'un article soumis dans la revue A&A (Chaty, Fortin & Lopez-Oramas, A&A *subm.*).

On termine ce manuscrit en concluant sur les études réalisées et en évoquant les perspectives d'avenir dans ce domaine de l'astrophysique.

Références

- Einstein, A. 1918, Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin, 154 [15](#)
- Fortin, F., Chaty, S., Coleiro, A., Tomsick, J. A., & Nitschelm, C. H. R. 2018, *Astronomy and Astrophysics*, 618, A150 [16](#)
- Giacconi, R., Kellogg, E., Gorenstein, P., Gursky, H., & Tananbaum, H. 1971, *The Astrophysical Journal*, 165, L27 [15](#)

Références

Sana, H. 2017, The Lives and Death-Throes of Massive Stars, 329, 110 [15](#)

Première partie

Partie introductive

Table des matières

1 Évolution stellaire	23
Introduction, bref historique	23
1.1 Nuages moléculaires	24
1.1.1 Composition et caractéristiques	24
1.1.2 Effondrement des nuages	24
1.2 Proto-étoiles et jeunes étoiles	25
1.3 Séquence principale	26
1.3.1 Diagramme de Hertzsprung-Russel	26
1.3.2 Production d'énergie	26
1.3.3 Transport d'énergie	28
1.4 Fin de vie et objets compacts	29
1.4.1 Faibles masses	29
1.4.2 Grandes masses	32
1.5 Temps de vie caractéristique des étoiles	35
Conclusion	36
2 Systèmes binaires et interactions	39
Introduction et bref historique	39
2.1 Formation de couples stellaires	40
2.2 Généralités sur l'accrétion	41
2.2.1 Moment cinétique	41
2.2.2 Énergétique	42
2.3 Couples en interaction : les binaires X	42
2.3.1 Binaires X de faible masse (LMXB) et Variables Cataclysmiques (CV)	42
2.3.2 Binaires X de grande masse (HMXB)	43
2.4 Chemins évolutifs passant par le stade de binaire X	45
2.4.1 Faibles masses	45
2.4.2 Grandes masses	46
2.5 Fin de vie et couples d'objets compacts	47
Conclusion	48
3 Messagers astrophysiques	51
Introduction, bref historique	51
3.1 Ondes électromagnétiques	52
3.1.1 Rayons gamma et rayons X	52
3.1.2 Ultraviolet, visible et infrarouge	53
3.1.3 Sub-millimétrique et radio	54
3.2 Neutrinos	56
3.3 Ondes gravitationnelles	56
Conclusion	58

4 Observables du domaine électromagnétique	61
4.1 Photométrie	61
4.2 Spectroscopie	62
4.2.1 Raies spectrales	62
4.2.2 Transitions astrophysiques permises et interdites	63
4.2.3 Élargissement de raie	63
4.2.4 Décalage spectral	64
4.2.5 Largeur équivalente	65

Chapitre 1

Évolution stellaire

Introduction et bref historique

Si les étoiles ont longtemps été considérées comme solitaires, éternelles et immuables, les astronomes ont peu à peu démystifié leur nature par le biais d'observations, et ce avant même l'utilisation des premières lunettes astronomiques et télescopes.

L'invention de la lunette d'approche remonte en effet vers les années 1550, et son commerce commence vers 1590. Galilée la popularise ensuite en tant qu'outil pour l'observation astronomique en 1609. Et c'est justement quelques années avant, en 1596, que la première étoile variable est formellement identifiée, bien que son observateur, David Fabricius, n'ait pas eu l'occasion de comprendre l'ampleur de sa découverte (une sombre histoire de meurtre à coups de pelle par un voleur d'oie présumé, voir [Poggendorff 1863](#) pour les germanophones). L'étoile en question est aujourd'hui connue sous le nom de Mira, et on sait qu'en plus d'être une géante variable, elle est accompagnée d'une étoile plus petite, Mira B, qui est probablement une naine blanche.

L'événement qui est le plus marquant mais aussi le plus ancien ayant été retracé fût l'apparition soudaine d'une nouvelle étoile dans le ciel vers l'an 1054, observée par plusieurs astronomes en Asie ainsi qu'au Moyen-Orient. L'étoile est si brillante qu'elle est d'abord visible en pleine journée pendant une période de 23 jours, et restera observable de nuit jusqu'en 1056. Il faut attendre le 18^{eme} siècle pour que des astronomes pointent leurs télescopes vers cette région du ciel, pour y trouver la Nébuleuse du Crabe, nommée ainsi encore un siècle plus tard. Nous savons maintenant que cette nébuleuse est un rémanant de supernova, ce qu'il reste de l'explosion attribuée à l'étoile nouvelle de 1054, située dans notre Galaxie à 1.9 kiloparsecs de la Terre. Il y réside maintenant un pulsar, le cœur effondré de l'étoile progénitrice de l'événement.

Ainsi donc les étoiles sont loin d'être éternelles, si bien que nous en parlons en des termes très humain : naissance, âge, fin de vie... Et si le temps de vie des étoiles se compte en millions voire milliards d'années pour les moins massives, le nombre d'étoiles qu'offre notre Galaxie (de l'ordre de 200 milliards) nous permet d'en trouver à n'importe quel stade de leur vie, sans avoir à attendre si longtemps pour les voir évoluer.

Au 19^{eme} siècle, Helmholtz tente justement d'expliquer cette évolution, en sachant que si les étoiles rayonnent, elles doivent puiser dans une réserve d'énergie. Il propose qu'elles tirent cette énergie de leur contraction sur elles-mêmes. L'échauffement provoqué serait ainsi converti en rayonnements. Mais Kelvin montre par le calcul qu'une étoile comme notre Soleil aurait épuisé son énergie en quelques millions d'années : hors, des études géologiques de l'époque montraient déjà que la Terre, et donc le système solaire, étaient âgées de plusieurs milliards d'années. D'autres tentatives se sont succédées, comme l'hypothèse que le Soleil pouvait accréter graduellement des météorites, utilisant alors leur énergie potentielle gravitationnelle pour se chauffer. Il a aussi été suggéré que les étoiles brûlaient littéralement du gaz ou du charbon. Cependant, les réactions chimiques étant finalement peu efficaces (un dix-milliardième de la masse brûlée convertie en énergie!), il est impossible pour une sphère de charbon ayant la masse du Soleil de brûler plus de quelques dizaines de milliers d'années, tout en dissipant autant d'énergie sous forme de lumière.

C'est au 20^{eme} siècle que la clé de l'énergie des étoiles est trouvée. Avec les travaux d'Einstein sur l'équivalence énergie/masse, il suffisait de trouver un mécanisme qui détruirait de la matière pour la transformer en rayonnement. C'est la physique nucléaire qui réglera l'affaire, lorsque l'on remarqua qu'un atome d'hélium est plus léger que quatre atomes d'hydrogène : si plusieurs atomes d'hydrogènes pouvaient fusionner pour donner un atome d'hélium, le défaut de masse serait converti en énergie. Les réactions nucléaires étant bien plus efficaces que les réactions chimiques (pour la fusion de l'hydrogène, cela peut monter jusqu'à 0.7%, soit dix millions de fois

plus efficace que de brûler du charbon!), une étoile de la masse du Soleil entièrement composée d'hydrogène à sa naissance pourrait ainsi rayonner pendant un temps supérieur à l'estimation actuelle de l'âge de l'univers, soit plus de 14.7 milliards d'années. De plus, cela donne aux étoiles la lourde tâche de créer de nouveaux atomes à partir d'hydrogène, expliquant en partie la diversité et l'abondance des éléments identifiés sur Terre.

Ce chapitre vise à faire un état des lieux succinct sur le modèle actuel concernant l'évolution des étoiles isolées. Il est aujourd'hui bien établi, et on décrira les phénomènes physiques qui permettent de comprendre la vie des étoiles. Cela consistera une base pour les chapitres et parties suivantes, qui traiteront notamment d'étoiles en couple.

1.1 Nuages moléculaires

Plusieurs indices observationnels montrent que notre galaxie forme régulièrement de nouvelles étoiles, dans les sites de formation stellaire (SFR, *Star Forming Regions*, [Russeil 2003](#)). Par exemple, il existe des groupes d'étoiles massives et chaudes ($T > 10\,000\text{ K}$) n'étant pas liées gravitationnellement qui, grâce à leur rayonnement intense en ultraviolets, créent des régions dites HII d'hydrogène ionisé. Ces étoiles ne vivent pas plus de quelques millions d'années, elles ont été formées très récemment comparé à l'âge de notre galaxie. Le matériel qui compose les régions HII est ce qui reste du nuage moléculaire progéniteur de ces étoiles.

1.1.1 Composition et caractéristiques

L'hydrogène est l'élément le plus abondant de l'univers, et on le retrouve en grandes quantités sous sa forme H_2 dans les nuages moléculaires. Cela n'exclut pas la présence (en quantités infimes) de molécules plus complexes à base de carbone, azote, oxygène, soufre, etc. Le monoxyde de carbone est par exemple l'une de ces molécules les plus abondantes, mais reste tout de même minoritaire face à l'hydrogène ($n(\text{HII})/n(\text{CO}) \simeq 10^5$). Dans la Voie Lactée, il existe deux grands types de nuages : les nuages moléculaires diffus et les nuages moléculaires géants.

La taille typique d'un nuage moléculaire diffus est de l'ordre de quelques parsecs (pour rappel, le diamètre de la Voie Lactée est supérieur à 30 000 parsecs) et il y règne une température d'environ 10 K. Ils sont localisés dans le disque galactique, sans pour autant être obligatoirement liés aux bras spiraux, ces régions plus denses et propices à la formation d'étoiles. La densité de HII y varie entre 100 et 1 000 cm^{-3} .

Les nuages moléculaires géants sont quant à eux bien plus grands, pouvant s'étendre sur des distances de plusieurs dizaines de parsecs ([Murray 2011](#)). Ils sont liés aux bras spiraux de la Voie Lactée et aux régions HII, et leur densité peut atteindre les 10 000 cm^{-3} .

Ces nuages ne sont pas pour autant complètement homogènes. Ils présentent notamment des régions plus denses sous forme de noyaux ou de filaments. On y trouve aussi des sources ponctuelles, obscurcies par le matériel environnant, dont la variabilité indique qu'elles sont des étoiles en formation, portant le nom de T-Tauri.

1.1.2 Effondrement des nuages

Une étoile résulte de la condensation d'une grande quantité de gaz dans un faible volume. Pour passer d'un nuage de plusieurs parsecs à une étoile 40 millions de fois plus petite, il est nécessaire de passer par une phase dynamique de contraction. Ainsi, l'équilibre des nuages moléculaires est précaire, et il existe différents moyens d'expliquer comment se déclenche l'effondrement.

Instabilité de Jeans

Le modèle le plus simple considère que les nuages sont soumis à deux forces : la pression du gaz, et sa propre gravité. La pression, qui tend à dilater le nuage, entre en compétition avec son poids, qui lui tend à comprimer le nuage sur lui-même. Ainsi, l'effondrement s'amorce lorsque la

gravité prend le dessus sur la pression. À partir de ce postulat, Jeans établit un critère (eq. 1.1) sur la masse maximale d'un nuage de gaz sphérique de densité homogène ρ et à la température T :

$$M_{\text{Jeans}} = \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{RT}{\mu G} \right)^{3/2} \left(\frac{1}{\rho} \right)^{1/2} \quad (1.1)$$

avec μ la masse moléculaire moyenne du gaz et R la constante des gaz parfaits. Dans ce modèle, une région HII avec une densité $n=1\,000\,\text{cm}^{-3}$ et une température de $10\,\text{K}$ ne peut pas dépasser la masse critique de $\approx 25\,M_{\odot}$ sans devenir instable et s'effondrer sur elle-même.

Facteurs extérieurs

Les nuages moléculaires sont des structures qui font partie intégrante de la galaxie, et sont donc soumis à des interactions extérieures diverses. Un nuage seul ne peut s'effondrer si sa masse est trop faible ; cependant, la collision de deux nuages peut engendrer une surdensité qui amorcera leur effondrement. L'énergie nécessaire peut aussi être apportée par le vent intense d'étoiles supergéantes, ou même par des éjectas collimatés provenant d'étoiles en formation. Pour autant, l'importance relative de ces mécanismes est encore à l'étude, et il se peut aussi bien qu'une collision trop intense soit au contraire néfaste et disperse le nuage, empêchant alors sa contraction.

Freins à la formation stellaire

La prédiction du taux de formation stellaire engendrée par la seule instabilité gravitationnelle des nuages interstellaires est environ dix fois supérieure au taux de formation observé. Il existe en effet des mécanismes supplémentaires qui tendent à empêcher la condensation des nuages en étoiles.

Un écoulement turbulent possède un champ de vitesse tourbillonnaire dont l'orientation, la taille et la localisation varient dans le temps de manière imprévisible, et ce à toutes les échelles. C'est donc un mécanisme qui permet le transport d'énergie de l'échelle macroscopique à l'échelle microscopique. Il est prédict que ce phénomène puisse dissiper l'énergie mécanique de l'effondrement d'un nuage interstellaire de manière significative, et participer au frein à la formation d'étoile ([Klessen et al. 2000](#)). En pratique, son rôle est toujours mal connu et son poids face à l'action du champ magnétique reste à déterminer.

Le champ magnétique joue un rôle majeur dans la dynamique d'un nuage interstellaire en effondrement. Bien qu'ils soient dénommés "moléculaires", ces nuages comportent toujours une certaine fraction de particules chargées qui sont sensibles au champ magnétique. Ce champ qui règne dans la galaxie toute entière tend à s'opposer au mouvement des ions du nuage en effondrement, tandis que les ions en mouvement tendent à créer leur propre champ magnétique. Si les particules neutres ne sont pas affectées directement par le champ magnétique, elles le sont indirectement par le biais de collisions avec les ions. Le champ magnétique peut donc supporter un nuage moléculaire, et augmenter sa masse critique d'effondrement jusqu'à mille fois la masse de Jeans correspondante.

1.2 Proto-étoiles et jeunes étoiles

Lorsque l'effondrement d'un nuage moléculaire s'amorce, c'est souvent en se fragmentant en sous-structures plus denses sous forme de filaments. Dans l'hypothèse où, lors de cette phase, la gravité domine largement toutes les autres forces en jeu, on peut faire l'approximation que le matériel du nuage est en chute libre sur lui-même. Le temps caractéristique de chute libre pour une coquille sphérique homogène est proportionnelle à $\rho^{-1/2}$. Un filament dont le cœur est plus dense que la périphérie aura donc tendance à s'effondrer de l'intérieur, c'est-à-dire que le cœur s'effondre avant les régions extérieures.

L'effondrement s'achève lorsque le cœur a formé un corps en équilibre hydrostatique (la pression contrebalance parfaitement la gravité), appellé proto-étoile. Le matériel restant s'organise autour de la proto-étoile, opacifiant son rayonnement au point où il est très difficile de les observer dans le domaine visible.

La proto-étoile peut alors accréter graduellement le matériel résiduel, et dans le modèle standard de formation stellaire c'est de là qu'elle tire la majorité de l'énergie qu'elle rayonne. Ainsi, on peut définir son temps caractéristique d'évolution (eq. 1.2) en faisant le rapport de son énergie gravitationnelle par la puissance rayonnée, que l'on appelle temps de Kelvin-Helmholtz :

$$t_{\text{KH}} = \frac{1}{2} \frac{GM^2}{RL} \quad (1.2)$$

avec M, R et L respectivement la masse, le rayon et la luminosité de la proto-étoile. Ce temps est de l'ordre de la dizaine de millions d'années pour une proto-étoile de $1 M_\odot$, ce qui représente environ 1% du temps de vie total d'une étoile de la même masse.

1.3 Séquence principale

On dit qu'une étoile atteint la séquence principale lorsque la température et la pression en son cœur sont suffisantes pour enclencher la réaction de fusion de l'hydrogène en hélium. Le moteur de l'étoile passe alors de l'énergie gravitationnelle à l'énergie nucléaire. Il se crée un équilibre entre la production d'énergie au cœur et la dissipation par rayonnement à la surface, et entre la force de gravitation et les forces de pression alimentées par le moteur central. Le transport de l'énergie depuis le centre vers la surface se fait par convection, par radiation ou par un mélange des deux. Une étoile isolée passera environ 90% de sa vie en séquence principale.

Les étoiles en général se comportent d'une manière très proche à celle d'un objet fictif appelé corps noir (d'abord conceptualisé par [Kirchhoff 1860](#)). Cet objet, purement théorique, est constitué de matière en équilibre avec son propre rayonnement, et la puissance totale qu'il rayonne dépend uniquement de sa température et de sa surface extérieure. On peut définir la température effective d'un corps noir sphérique de rayon R à partir de sa puissance rayonnée selon la loi de Stefan (eq. 1.3) :

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4 \quad (1.3)$$

avec σ la constante de Stefan.

1.3.1 Diagramme de Hertzsprung-Russel

Construire un diagramme de Hertzsprung-Russel (HR), c'est représenter une population d'étoiles selon leur luminosité totale en fonction de leur température effective (Fig. 1.1). Ce type de représentation fait apparaître les étoiles en séquence principale le long d'une diagonale, où les étoiles les plus chaudes sont les plus lumineuses, et inversement. Cette dépendance directe température-luminosité se retrouve aussi lorsque l'on regarde le rayon ou la masse des étoiles en séquence principale. Pour des étoiles dans le domaine de masse $> 1 M_\odot$, on trouve que $L \propto M^{3.5}$ ou bien que $R \propto M^{1/2}$.

La faible dispersion des étoiles en séquence principale autour de cette diagonale vient du rôle prépondérant de leur masse dans la création d'énergie en leur cœur ainsi que sur le transport de celle-ci vers leur surface. Les étoiles qui se détachent significativement de cette diagonale ont entamé la phase finale de leur vie, qui a lieu sur des temps bien plus courts que le temps passé en séquence principale.

1.3.2 Production d'énergie

Au cœur des étoiles règne une température et une pression suffisante pour permettre aux noyaux d'hydrogène de vaincre la répulsion électromagnétique entre leurs charges positives, et

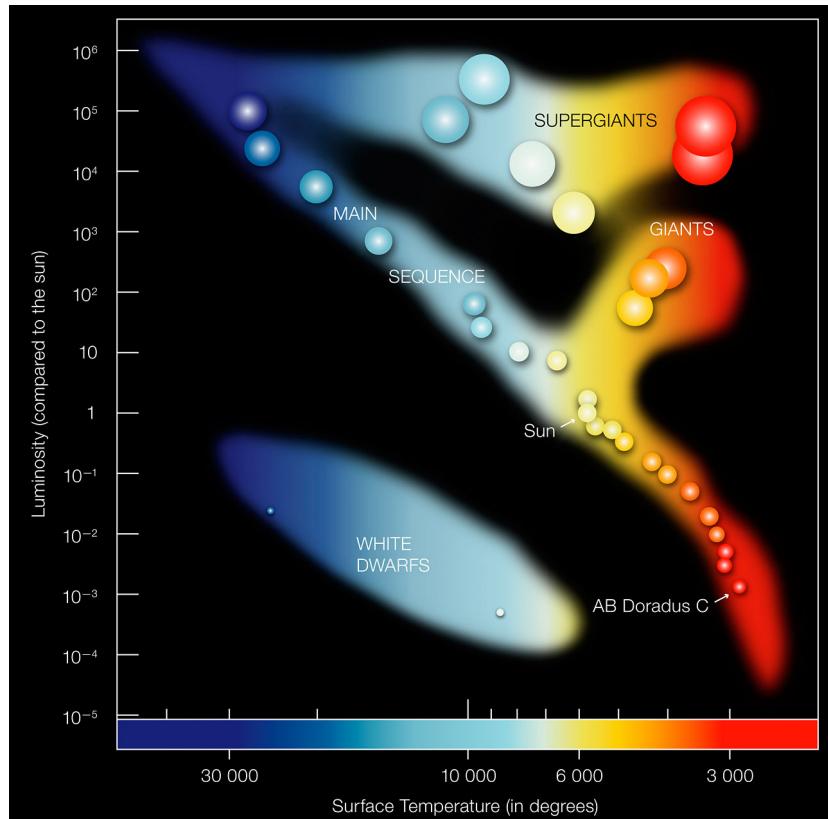


FIGURE 1.1 – Diagramme de Hertzsprung-Russel. Il est construit ici à partir d'une population fictive d'étoiles à différents stades de leurs évolution. *Source: ESO*

de se rapprocher suffisamment afin que l'interaction forte entre les protons entre en jeu pour les souder ensemble, créant un nouveau noyau plus lourd : l'hélium. Il existe plusieurs mécanismes pour arriver à cette fin, qui s'organisent sous forme de chaînes de réactions nucléaires. Les chaînes proton-proton (*pp*) sont prépondérantes pour des températures faibles (entre 10 et 20 millions de degrés), et en particulier la première (*pp1*) est responsable de 85% de la production d'hélium au cœur du Soleil (Adelberger et al. 2011). Elle se déroule selon les mécanismes élémentaires détaillés à l'équation 1.4, avec un bilan total résumé en 1.5.



Les particules qui interviennent dans ces réactions sont non seulement les noyaux atomiques d'hydrogène et d'hélium, mais aussi les électrons e^- et positrons e^+ , les neutrinos électroniques ν_e ainsi que les photons γ . Il existe deux autres chaînes (*pp2* et *pp3*) qui font intervenir des noyaux plus lourds (mais instables) comme le bore ou le beryllium en tant que catalyseurs. Pour le Soleil, ces chaînes interviennent en bien moindre mesure dans la production totale d'énergie, mais permettent d'expliquer le flux total de neutrinos produits par le Soleil, incompatible avec la chaîne *pp1* seule.

Pour des étoiles de masse (et donc de température interne) plus élevée, les chaînes *pp2* et *pp3* prennent plus d'importance par rapport à la chaîne *pp1*. C'est par exemple à partir d'une température de cœur de 23 millions de degrés que la chaîne *pp3* domine sur les deux autres (Adelberger et al. 2011).

Toujours dans le régime des grandes masses (ou en tout cas plus grande que $1 M_\odot$), des éléments stables comme le carbone, l'azote et l'oxygène peuvent entrer en jeu dans une quatrième

chaîne, qui a la particularité de former un cycle fermé, dit cycle CNO. C'est à dire qu'en présence de noyaux d'hydrogène, tous ces éléments vont participer à une succession de réactions nucléaires qui reviennent ultimement à leur point de départ, avec comme sous-produit de réaction un noyaux d'hélium. Ce cycle, résumé en figure 1.2, devient prépondérant devant les chaînes *pp* dans les étoiles massives et riches en carbone, azote et oxygène.

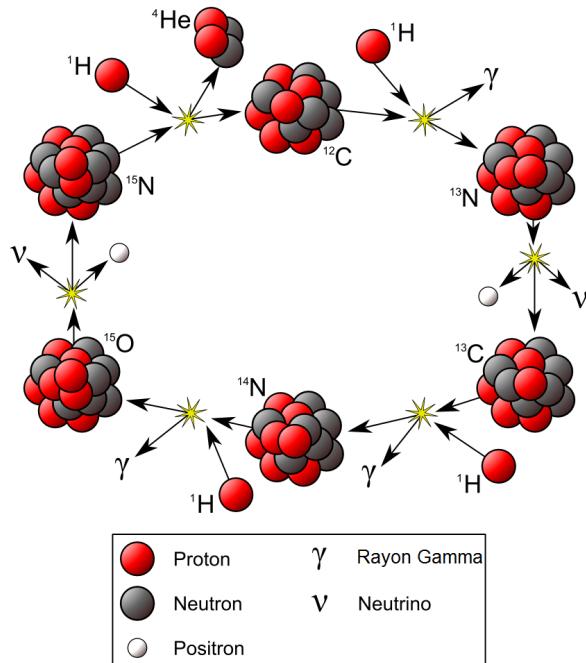


FIGURE 1.2 – Cycle CNO. Ces réactions ne deviennent prépondérantes que dans les étoiles massives en séquence principale. *Source : Bord, CC BY-SA 3.0*

1.3.3 Transport d'énergie

Pendant la séquence principale, toutes les réactions de fusion nucléaire qui produisent l'énergie interne de l'étoile ont lieu en leur cœur. Si les étoiles rayonnent cette énergie (ou en tout cas une partie) sous forme de lumière, c'est parce qu'il existe plusieurs mécanismes qui transportent l'énergie du centre vers l'extérieur : la convection et la radiation. Le troisième mécanisme de transport d'énergie, la conduction, a un rôle tout à fait négligeable dans les étoiles en séquences principales (mais entre en jeu dans certaines étoiles plus évoluées, voir la section 1.4.1). Selon la masse de l'étoile considérée, le poids relatif entre convection et radiation va changer.

Au cœur des étoiles sont produits des photons qui vont se propager aléatoirement, jusqu'à atteindre la surface. Chaque portion d'étoile traversée par un photon a la capacité d'absorber une partie de ce rayonnement. C'est l'opacité, notée κ , qui va déterminer la quantité de rayonnement absorbé. Elle dépend fortement de la composition du milieu (teneur en métaux) et de sa température (hydrogène ionisé ou non, etc). Si $\kappa < 1$, le milieu est dit transparent, et inversement si $\kappa > 1$ il est considéré opaque et l'absorption est efficace.

Dans les étoiles peu massives ($0.5 M_{\odot} < M < 1.5 M_{\odot}$), le cœur est essentiellement transparent ; on dit qu'il est radiatif. Ainsi, les photons se propagent vers l'extérieur, jusqu'au point où l'opacité augmente de manière drastique. Les photons déposent leur énergie qui tend à chauffer le matériel et le dilater, diminuant sa densité. C'est par convection que ce matériel remonte vers la surface, pour ensuite replonger après avoir rayonné son excès d'énergie vers l'espace.

Dans les étoiles plus massives, il se passe le phénomène inverse. Le cœur stellaire est très opaque à son propre rayonnement, et l'énergie est apportée vers les couches externes par convection. Le reste de l'enveloppe de l'étoile est radiative. Le champ de radiation y est tellement intense que sa contribution à la pression du plasma (dite pression de radiation) peut devenir plus impor-

tante que la pression thermodynamique : ces étoiles sont maintenues en équilibre par leur propre luminosité.

1.4 Fin de vie et objets compacts

D'après le bilan de la chaîne *pp1* (eq. 1.5), on voit que le nombre de particules décroît lorsque l'hydrogène fusionne en hélium (c'est aussi le cas pour les chaînes *pp2*, *pp3* ainsi que pour le cycle CNO). Inversement, la masse moléculaire moyenne augmente, ce qui implique une baisse de pression et une augmentation de la température, et donc du taux de réactions nucléaires. Ainsi pendant toute leur vie, les étoiles augmentent peu à peu leur production d'énergie et donc leur luminosité. Cela se traduit typiquement par une légère augmentation de leur rayon, contrebalancée par une baisse de leur température de surface.

Pour la suite on distinguera deux grands scénarios différents, simplifiés, selon que l'étoile est massive ($M \gtrsim 8 M_{\odot}$) ou peu massive ($M \lesssim 8 M_{\odot}$).

1.4.1 Faibles masses

Phase de géante rouge

Lorsque ce cœur d'hélium devient assez gros, l'hydrogène arrive jusqu'à une zone trop éloignée du centre de l'étoile, où les conditions ne sont plus favorables aux réactions de fusion. Cette étape sonne la fin de la séquence principale, et l'étoile entre dans sa fin de vie. Les étoiles peu massives ($M \lesssim 1 M_{\odot}$) vont lentement évoluer pendant que leur cœur d'hélium se contracte, libérant assez d'énergie pour relancer la fusion de l'hydrogène dans une couche de plus en plus épaisse. La quantité d'hydrogène fusionnée augmente avec le temps, et le surplus d'énergie produite entraîne une dilatation de l'étoile et le refroidissement de sa surface. Cependant, parce que la production d'énergie est plus importante qu'en séquence principale, la dilatation prend des proportions démesurées, et l'étoile devient une géante rouge. Son rayon final peut atteindre plusieurs centaines de fois le rayon initial.

Pour des étoiles plus massives ($M \gtrsim 2.5 M_{\odot}$), cette phase de géante rouge sera atteinte plus rapidement, car le cœur d'hélium va se contracter assez pour que sa température atteigne le seuil de fusion de l'hélium, augmentant drastiquement la production d'énergie au sein de l'étoile. Les nouveaux éléments créés (carbone, azote, oxygène) formeront un nouveau noyau qui, si la masse de l'étoile est assez grande ($\gtrsim 8 M_{\odot}$), fusionneront à leur tour pour former des éléments de plus en plus lourds, tandis que les éléments plus légers continueront à fusionner dans les couches externes.

Éjection de masse

L'enveloppe externe des géantes rouges est bien plus ténue qu'elle ne l'était lors de la séquence principale. La fréquence des collisions entre particules due à la pression et la température diminuent, et les atomes d'hydrogènes excités ont le temps de décroître en émettant des radiations à des énergies bien définies, formant des raies spectrales. En particulier, lorsqu'un noyau d'hydrogène se recombine avec un électron, il a de fortes chances de retomber dans son état le plus stable, qui se traduit par l'émission de la première raie de Lyman ($\text{Ly}\alpha$, à la longueur d'onde de 121 nm). En plus du champ de radiation global, cette raie d'émission très intense sera absorbée plus loin dans les couches les plus externes de l'étoile, transférant son impulsion à l'hydrogène. Certains atomes seront alors suffisamment accélérés pour acquérir une vitesse supérieure à la vitesse de libération de l'étoile : la géante rouge émet alors un vent constant, entraînant une perte de masse graduelle (Lamers & Cassinelli 1999). Une relation empirique donnée par Reimers (1977) permet de quantifier cette perte de masse \dot{M} en fonction de la luminosité totale et du rayon d'une géante rouge (eq. 1.6) :

$$\dot{M} = -4 \times 10^{-13} \frac{L}{L_\odot} \left(\frac{Rg}{R_\odot g_\odot} \right)^{-1} M_\odot a n^{-1} \quad (1.6)$$

avec g l'accélération de la pesanteur à la surface de l'étoile (aussi appellée gravité de surface). Pour des étoiles entre 2 et $6 M_\odot$, la perte de masse en phase géante rouge est de l'ordre de 10^{-8} – $10^{-5} M_\odot \text{ an}^{-1}$. Cela confirme la durée très courte de cette phase comparée à la séquence principale, puisque de tels taux de perte de masse ne peuvent s'entretenir sur des temps supérieurs au milliard d'années sans que l'étoile ne se soit (hypothétiquement) entièrement évaporée.

Branches horizontale et asymptotique

Les étoiles de faible masse perdent une fraction significative de leur masse pendant la phase géante rouge (avec une différence en masse de $26 \pm 4\%$ selon [McDonald & Zijlstra 2015](#) entre ces deux phases), et se retrouvent sur la branche horizontale du diagramme HR. Le cœur fusionne de l'hélium en carbone, azote et oxygène, et se comporte de manière similaire à une étoile en séquence principale brûlant de l'hydrogène. Typiquement, une étoile de faible masse pourra passer 100 millions d'années dans cette phase, jusqu'à ce que le cœur ait épuisé ses réserves d'hélium à fusionner et devienne une masse dégénérée de carbone et d'oxygène très compacte. Une partie de l'hélium restant peut s'allumer dans une couche autour du noyau, ce qui fait évoluer l'étoile vers la branche asymptotique des géantes (*Asymptotic Giant Branch*, AGB). Ces étoiles subissent régulièrement un emballement des réactions de fusion de l'hélium, appelé flash d'hélium, qui contribue à l'expulsion de matière depuis la surface de l'étoile vers le milieu interstellaire.



FIGURE 1.3 – Nébuleuse planétaire de la Lyre vue depuis le ciel Orcéen. Bien que l'image ne rivalise pas avec celles produites par *Hubble*, un observateur pointilleux (ou ayant beaucoup de foi) notera la présence d'un point lumineux au centre de la nébuleuse, qui n'est pas un artefact photographique. Il correspond au reste dégénéré d'une étoile de faible masse : une naine blanche. *Source : Le Baroudeur. Acquisitions au foyer d'un télescope Maksutov-Cassegrain 127/1500 avec une caméra ASI 120MC.*

Du côté des masses plus élevées, le matériel expulsé a une teneur en métaux plus élevée, ce qui favorise la formation de poussières et de molécules qui peuvent s'accumuler dans un grand volume tout autour de l'étoile. Ces poussières ont tendance à être opaques au rayonnement de l'étoile, et font office d'usine de retraitement du rayonnement optique, réémis en infrarouges et ondes radio. Pour les masses plus faibles, la teneur en métaux est moindre, et le rayonnement de l'étoile permet d'ioniser certains éléments présents dans le matériel expulsé. Ce matériel, "éclairé" par l'étoile (ou du moins ce qu'il en reste) prend l'apparence d'un nuage coloré (voir Fig. 1.3), qui fait le bonheur des astronomes amateurs. Appelées nébuleuses planétaires, ces objets sont les témoins de la fin de vie d'une étoile, dont le cœur, ayant épuisé sa capacité à fusionner des éléments, aura entamé une ultime contraction jusqu'à devenir une naine blanche.

Naines blanches

Les étoiles en séquence principale sont aussi connues sous le nom de "naines" ; les naines blanches sont pourtant complètement différentes de ces dernières. Leur première caractéristique est de ne pas générer d'énergie par fusion nucléaire (sauf dans certains cas précis, lorsque de l'hydrogène s'accumule à leur surface). Ces astres sont donc condamnés à rayonner leur réservoir d'énergie, qui provient de l'échauffement généré lors de la contraction du cœur stellaire qui leur a donné naissance, jusqu'à l'épuisement. Cependant, ce processus est très lent (estimé à plusieurs centaines de milliards d'années), et l'univers est encore bien trop jeune pour que l'on puisse être les témoins d'une telle fin.

La grande majorité de naines blanches observées sont issues d'étoiles de masse entre 0.5 et 8 M_⊕, ce qui leur permet en fin de vie de fusioner l'hélium dans leur cœur en carbone via la réaction triple alpha puis en oxygène. Cela explique l'abondance de raies associées à ces éléments dans les spectres de ces naines blanches, qui sont formées à partir du cœur de ces étoiles. Un autre type de naines blanches, minoritaire, composées quasi-exclusivement d'hélium, sont probablement issues de l'interaction binaire au long terme ([Sarna et al. 2001](#)).

Les naines blanches font partie de la famille des objets compacts. La taille typique d'une naine blanche est plusieurs ordres de grandeur en-dessous de la taille de l'étoile qui l'engendre. Le rayon typique est en effet de l'ordre de 10 000 km, soit plus proche de la taille d'une planète tellurique telle que la Terre que d'une étoile de plusieurs millions de kilomètres. Ce n'est qu'une des deux raisons qui justifient la dénomination "compacte", l'autre provenant de leur masse. Si elles possèdent une taille planétaire, leur masse reste quant à elle proche de la masse solaire. La majorité des naines blanches que l'on observe aujourd'hui font entre 0.5 et 0.7 M_⊕ ([Tremblay et al. 2016](#)). La compacité d'un astre (eq. 1.7) est une quantité proportionnelle au rapport de sa masse et de son rayon :

$$\Xi = \frac{GM}{Rc^2} \quad (1.7)$$

La compacité Ξ est un paramètre sans dimension, plus petit ou égal à 1. Pour exemple, la compacité de la Terre est de 7×10^{-10} ; celle du Soleil est dix mille fois supérieure à 2×10^{-6} . La compacité des naines blanches commence un facteur cent au-dessus, à partir de $\Xi=10^{-4}$, et c'est justement lorsqu'un astre atteint cette limite qu'on le considère comme compact.

Cette compacité implique, pour les naines blanches, une très grande densité et une gravité de surface jusqu'à cent millions de fois supérieure à la gravité terrestre. La pression thermodynamique du plasma qui les compose n'est pas suffisante pour contrecarrer leur gravité. C'est finalement parce qu'elles sont compactes qu'un nouveau terme de pression apparaît, produit par les électrons. La densité extrême implique un rapprochement des électrons, au point où s'ils ne se chevauchent pas entre-eux, c'est parce que cela impliquerait que plusieurs électrons partagent le même état quantique (même position dans l'espace et même spin). Deux fermions ne pouvant se superposer dans un même état (principe d'exclusion de Pauli), ils n'ont pas d'autre alternative que d'adopter une configuration incompressible qui produit, en réaction à la gravité qui tend à les comprimer, une pression quantique opposée, aussi appellée pression de dégénérescence des électrons.

Cette pression de dégénérescence permet aux naines blanches d'atteindre un équilibre stable entre gravité et pression. Elle permet aussi de définir une masse limite, à partir de laquelle les électrons d'une naine blanche ne seront plus suffisants pour contrecarrer sa gravité. Le physicien Subrahmanyan Chandrasekhar établit que dans ces conditions, la masse d'une naine blanche ne peut pas dépasser 1.44 M_⊕ sans s'effondrer sur elle-même ([Chandrasekhar 1931](#)). En théorie, cette limite n'est jamais atteinte. Dans le cas où une naine blanche accrète assez de matière pour tendre vers la masse de Chandrasekhar, son noyau augmente graduellement en température. Arrivée à environ 99% de sa masse critique, son noyau de carbone entre en fusion, dégageant une quantité importante d'énergie. Parce que la pression de dégénérescence des électrons ne dépend pas de la température, cette dernière peut librement augmenter sans affecter la pression. Cela est propice à

un emballage des réactions nucléaires, dont le taux augmente très fortement avec la température. Une déflagration se propage alors dans la naine blanche, consumant au passage la majorité du carbone et de l'oxygène présents, et ce en l'espace de quelques secondes seulement. L'énergie libérée est suffisante pour souffler la naine blanche toute entière : c'est une explosion de supernova dite de type Ia, ou thermonucléaire. En pratique, une naine blanche isolée n'a pas la capacité d'accréter autant de matière du milieu interstellaire afin d'arriver à cette limite : pour cela, la présence d'une étoile donneuse semble nécessaire.

1.4.2 Grandes masses

Les étoiles plus massives que $8 M_{\odot}$ ont la capacité, de part leur gravité plus importante, de fusionner le carbone en éléments plus lourds en leur cœur. Si la masse est suffisante, ces éléments peuvent à leur tour entrer en fusion. Successivement, les éléments lourds s'accumulent dans le cœur, puis s'allument, relarguant les éléments plus légers dans les couches supérieures, elle-mêmes en fusion. Une étoile assez massive présentera, à terme, un profil en couches d'oignon (voir Fig 1.4). Ce processus s'arrête lorsque le cœur de l'étoile est uniquement composé de ^{26}Fe . C'est parce que c'est le noyau le plus stable de l'univers que ni sa fusion, ni sa fission ne permettent de libérer de l'énergie.

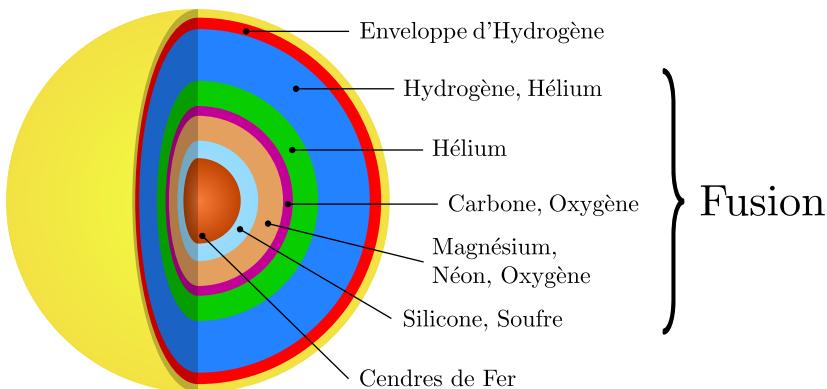


FIGURE 1.4 – Profil en couche d'une étoile massive en fin de vie. Source : *Le Graphiste du Dimanche*.

Si une partie des étoiles massives passent aussi par une phase de géante rouge, les plus massives vont jusqu'au stade de supergéante ($M > 15 M_{\odot}$). La masse d'une étoile peut cependant largement dépasser les $15 M_{\odot}$; les composantes du couple massif NGC 3603-A1 pèsent respectivement 89 ± 16 et $116 \pm 31 M_{\odot}$ (Schnurr et al. 2008). Si l'on extrapole ce raisonnement, on pourrait penser qu'elles donnent naissance à des astres d'une taille encore supérieure. C'est sans compter sur la rétroaction du vent d'étoiles aussi massives, qui devient extrêmement intense lorsque la masse augmente, à cause de la luminosité elle aussi plus importante. Selon la quantité de métaux présents dans l'étoile, ce vent peut emporter avec lui jusqu'à plusieurs dizaines de fois la masse du Soleil si sa masse initiale le permet. Les métaux possédant beaucoup de niveaux d'énergie, ils sont très sensibles au champ de radiation et ils emportent donc d'autant plus efficacement l'impulsion du champ de radiation de l'étoile. Ainsi, une étoile massive assez riche en métaux pourra éventer ses couches externes jusqu'à se retrouver sous la forme d'un noyau stellaire dénudé, appelé étoile de Wolf-Rayet.

Une étoile massive qui brûle ses éléments en couches successives alimente donc progressivement son cœur en noyaux de fer, inerte du point de vue de la fusion nucléaire. Autrement dit, il n'y a pas de production d'énergie dans le cœur. Il arrive donc un moment où sa masse sera trop importante pour que la pression contre la gravité, ce qui amorce l'effondrement final de l'étoile. À ce moment, plusieurs scénarios existent, selon la masse initiale de l'étoile, sa métallicité, sa perte de masse, etc. Tous donnent lieu à la formation soit d'une étoile à neutrons, soit d'un trou noir. Si le scénario concernant les étoiles à neutrons est relativement bien établi, les mécanismes qui parviennent à former des trous noirs ne sont pas encore tout à fait expliqués. C'est notamment parce

que la naissance d'une étoile à neutrons s'accompagne d'une des explosions les plus énergétiques de l'univers, qui peut être brièvement plus lumineuse que la galaxie hôte de l'événement.

Supernova à effondrement de cœur

Le cœur de fer d'une étoile massive, alimenté par les couches externes, peut aisément dépasser la masse limite de Chandrasekhar, et s'effondrer en libérant une très grande quantité d'énergie gravitationnelle sur une durée très courte. En effet, l'effondrement se fait sur une durée de l'ordre d'une centaine de millisecondes, et la partie externe du noyau peut atteindre une vitesse en chute de plus $60\,000 \text{ km s}^{-1}$, soit plus de 20% de la vitesse de la lumière. L'échauffement du à la contraction soudaine porte le cœur à des températures de l'ordre plusieurs milliards de kelvin, permettant le rayonnement intense de photons gamma, suffisamment énergétiques pour casser les noyaux de fer par photodésintégration (résumée en eq. 1.8). L'hélium produit peut à son tour se désintégrer en neutrons par capture d'électron (eq 1.9). Le cœur se transforme alors très rapidement en un astre quasi-uniquement composé de neutrons.



À l'instar des électrons dans une naine blanche, les neutrons nouvellement formés induisent aussi une pression de dégénérescence lorsque l'effondrement tend à trop les comprimer entre eux. Cela permet de stopper l'effondrement et donner naissance à un astre stable : une étoile à neutrons. Ils n'empêchent pourtant pas une onde de choc de se développer, due à l'arrêt brutal de l'effondrement, qui va se propager vers l'extérieur de l'étoile. Cependant, la réaction de photodésintégration du fer est endothermique : le choc sera alors dissipé, tout du moins en partie, à cause de la désintégration du fer. Pour expliquer son redémarrage, qui donnera lieu à l'explosion du reste de l'étoile, certaines pistes se penchent du côté des neutrinos énergétiques émis pendant les nombreuses réactions nucléaires qui ont lieu pendant l'effondrement (Balasi et al. 2015). Ils pourraient déposer une partie de leur énergie dans le milieu de manière à réalimenter l'onde de choc qui finira par atteindre la surface de l'étoile, signant de début de l'explosion en supernova.

Lors de l'explosion, le matériel est expulsé à des vitesses de l'ordre du millier de kilomètres par seconde. Pendant les premières secondes, le phénomène peut être plus lumineux que sa galaxie hôte toute entière. Typiquement, on peut considérer que l'énergie totale produite par une supernova provient du différentiel d'énergie gravitationnelle entre l'étoile progénitrice et l'étoile à neutrons résultante. La lumière émise pendant l'explosion ne représente que seulement 0.01% de ce réservoir d'énergie. L'énergie cinétique du matériel expulsé emporte 1% de l'énergie totale. Le reste de l'énergie, c'est à dire la quasi-totalité, est en fait dissipée sous forme de neutrinos. Dans l'environnement proche de la proto-étoile à neutrons, il serait possible que la densité de matière soit si élevée que le libre parcours moyen d'un neutrino soit plus petit que la taille de l'astre : cette zone serait donc brièvement l'hôte d'une sorte de corps noir de neutrinos.

Étoiles à neutrons

Les étoiles à neutrons sont, à l'instar des naines blanches, des astres qui ont perdu leur capacité à produire de l'énergie en leur cœur par fusion nucléaire. Puisque ces deux types d'astres contre-courrent leur gravité par une pression de dégénérescence (électrons ou neutrons), on peut penser les étoiles à neutrons comme des versions plus extrêmes des naines blanches. Sans les électrons pour maintenir une certaine distance entre les nucléons, la matière d'une étoile à neutrons atteint la densité nucléaire, si bien que l'on peut considérer ces astres comme un unique noyau atomique composé d'environ 10^{57} nucléons. Une grande densité implique aussi que les étoiles à neutrons peuvent atteindre des tailles très petites, bien plus que les naines blanches. Typiquement, le rayon d'une étoile à neutrons est de l'ordre de la dizaine de kilomètres, soit la taille d'une grande ville.

La masse minimale d'une étoile à neutrons est exactement égale à la masse de Chandrasekhar (soit $1.44 M_{\odot}$) : en-dessous, la pression de dégénérescence des électrons aurait en effet suffit à maintenir l'astre en équilibre, rendant impossible la formation de l'étoile à neutrons en premier lieu. Par contre, la masse maximale d'une étoile à neutrons n'est pas encore fixée par la théorie. Si l'état de la matière dans les naines blanches est bien connue, ce n'est pas encore le cas pour les étoiles à neutrons. Hors, ce n'est qu'en connaissant exactement l'équation d'état de la matière d'une étoile à neutrons que l'on pourra définitivement prédire sa masse limite. Aujourd'hui, il existe plusieurs équations d'état qui sont de bonnes candidates pour expliquer ces astres ; elle prédisent une masse limite entre 3 et $5 M_{\odot}$. Observationnellement, l'étoile à neutrons la plus massive détectée a une masse estimée à $2.17 M_{\odot}$ ([Cromartie et al. 2019](#)).

Les étoiles en général sont toutes en rotation sur elles-mêmes. Ainsi, celles qui s'effondrent transmettent leur quantité de rotation à leur progéniture. Cette quantité, appellée le moment cinétique, est proportionnelle à la taille et à la vitesse de rotation. Hors, comme l'énergie, c'est une quantité qui est conservée lors d'une transformation. Ainsi, une étoile de $10 M_{\odot}$ avec une période de rotation d'une douzaine de jours peut engendrer une étoile à neutrons qui tournera à une centaine de révolutions par seconde.

Cette rotation extrême couplée à la présence de charges résiduelles (protons, électrons) permet aux étoiles à neutrons de générer des champs magnétiques 10^{12} fois plus intenses que celui de la Terre. Ce champ magnétique est probablement à l'origine de l'effet pulsar observé chez certaines étoiles à neutrons, qui provient d'une émission de lumière collimatée au niveau des pôles magnétiques. Les pôles magnétiques n'étant pas forcément alignés avec l'axe de rotation de l'astre, ces jets de lumière précèdent avec la même période que la rotation de l'étoile à neutrons. Dans le cas où l'orientation de l'astre permet à ces jets de croiser notre ligne de visée, on peut observer cet effet pulsar qui prend la forme d'un pulse lumineux très régulier.

Trous noirs

On sait depuis plus de 300 ans que la lumière se déplace à une vitesse finie. C'est d'abord expérimentalement qu'est constaté un retard dans les transits des lunes de Jupiter à différentes saisons, selon que la Terre et Jupiter sont en opposition ou en quadrature. Cette découverte est systématiquement attribuée à Ole Romer, qui a participé aux observations : pourtant, le premier acte écrit revient à Cassini ([Bobis & Lequeux 2008](#)). Ce dernier abandonne toutefois l'hypothèse de la vitesse finie de la lumière qui pourrait tout à fait causer ce retard, en faveur d'autres explications (incertitudes sur le diamètre apparent de Jupiter...) tandis que Romer, lui, persiste. Bien que la distance Terre-Soleil soit déjà connue avec une très bonne précision pour l'époque grâce à la mesure de parallaxe de Mars (par Picard, Cassini et Richer), Romer ne publie pas de valeur pour la vitesse de la lumière (peut-être parce que la valeur dérivée est inconcevable pour l'époque?). Il s'avère que c'est Huygens qui formule pour la première fois l'estimation de la vitesse de la lumière grâce à toutes ces observations ([Wróblewski 1985](#)) qu'il donne à environ $230\,000 \text{ km s}^{-1}$ dans son « Traité de la Lumière » paru en 1690. Il faut tout de même attendre les années 1730 pour que l'idée d'une vitesse finie de la lumière et de sa valeur démesurément grande soit globalement acceptée par la communauté scientifique en France.

Ainsi se posa la question suivante : existe-t-il un astre dont la vitesse de libération (la vitesse à acquérir pour définitivement échapper à son attraction gravitationnelle) est supérieure ou égale à la vitesse de la lumière ? Si un astre remplissait cette condition, alors il lui serait impossible d'émettre de la lumière, et pourrait même "absorber" un rayonnement qui passerait trop proche de lui. Ce concept de trou noir est donc précurseur de bien des années à la théorie de la relativité générale d'Albert Einstein, qui prédit ces astres dont la dimension en fonction de leur masse et de la vitesse de la lumière est formalisée par Karl Schwarzschild ([Schwarzschild 1916](#)). Un trou noir désigne donc toute masse M concentrée dans un rayon inférieur au rayon de Schwarzschild (eq. 1.10).

$$R_s = \frac{2GM}{c^2} \quad (1.10)$$

Pour un astre d'une masse solaire, le rayon de Schwarzschild correspondant est de ~ 3 km : passé cette distance, la vitesse de libération est supérieure à la vitesse de la lumière. Si on utilise le rayon de Schwarzschild dans l'expression de la compacité d'un astre, on trouve que tous les trous noirs ont une compacité de 0.5. Cela montre la limite de cette notion de compacité pour décrire un trou noir, car le rayon de Schwarzschild n'est pas la surface de l'astre en lui-même. D'après la relativité générale, la masse d'un trou noir se concentre en effet dans un point unique de l'espace, la singularité.

La formation de trous noirs astrophysiques reste une thématique active en recherche, aussi bien théorique qu'observationnelle. L'évolution stellaire classique prédit qu'une étoile suffisamment massive peut s'effondrer en trou noir, que ce soit après être passé par une explosion de supernova ou en implosant dans un effondrement direct. Cependant, les étoiles massives sont aussi sujettes à des vents stellaires intenses pouvant les déposséder d'une partie significative de leur masse initiale, limitant alors le nombre d'étoiles pouvant effectivement former des trous noirs. Ce scénario de formation permet d'obtenir ce que l'on nomme des trous noirs de masse stellaire, dont la masse est comprise entre 3 et quelques dizaines de masses solaires.

Au centre des galaxies résident pourtant des trous noirs de plusieurs millions à plusieurs milliards de masses solaires. C'est le cas de Sagittarius A*, le trou noir de $4 \times 10^6 M_{\odot}$ qui trône au centre de la Voie Lactée. Ici, l'évolution stellaire classique ne peut plus apporter de réponses quant aux mécanismes de formation d'astres si extrêmes. L'étoile la plus massive observée est RMC 136a1, et ses $315 M_{\odot}$ sont loin d'être suffisantes pour former un trou noir supermassif. Il faut alors invoquer l'apport extérieur de masse. L'accrétion graduelle de matière par un trou noir nécessiterait des temps supérieurs à l'âge de l'univers pour former un astre supermassif. Actuellement, il existe plusieurs pistes comme la fusion successive d'une multitude de trous noirs ou bien l'effondrement direct d'un nuage moléculaire en trou noir supermassif. Ce dernier scénario, qui peut se dérouler très rapidement (sur un temps caractéristique de chute libre), a l'avantage d'être compatible avec le fait que l'on observe des trous noirs supermassifs qui se sont formés moins d'un milliard d'années après le Big Bang.

1.5 Temps de vie caractéristique des étoiles

Les différentes phases évoquées dans ce chapitre sont dominées par des mécanismes physiques différents, et donc elles évoluent sur des temps caractéristiques eux-aussi différents.

Le stade de protoétoile est par exemple régit par l'accrétion de matériel circumstellaire, dont l'orbite décroît par dissipation visqueuse. Ainsi, le stade de protoétoile est relativement court avec un temps typique de 5×10^5 ans ([Dunham et al. 2014](#)).

C'est la séquence principale qui domine le temps de vie d'une étoile, notamment grâce à l'efficacité de conversion masse-énergie de réactions de fusion nucléaire au cœur des étoiles. Une étoile de type solaire passera typiquement 10^{10} ans en séquence principale à brûler de l'hydrogène, ce qui représente environ 90% de sa vie ([Schröder & Connon Smith 2008](#)). Cependant, les étoiles plus massives ($> 8 M_{\odot}$) ne passeront pas plus de quelques 10^7 ans en séquence principale, et inversement les étoiles de très faible masse ($\sim 0.1 M_{\odot}$) peuvent en théorie brûler leur hydrogène sur plus de 10^{12} années.

Pour une étoile de type solaire, les phases évolutives qui suivent la séquence principale (géante rouge, branches horizontale et asymptotique) se déroulent sur un total de $\sim 10^8$ ans ([Dunham et al. 2014](#)). Pour les étoiles les plus massives, le stade de supergéante ne se déroule que sur un temps typique de 10^6 ans ([Richmond 2016](#)).

En ce qui concerne les objets compacts, il n'y a plus d'évolution au sens de l'évolution stellaire classique. Les naines blanches se refroidissent graduellement sur plusieurs milliards d'années, et vont à terme devenir des corps froids en équilibre thermique avec leur environnement : des naines noires ([Johnson 2011](#)). Les étoiles à neutrons ralentissent leur rotation par déperte d'énergie radiative, et les trous noirs s'évaporent par rayonnement de Hawking ([Hawking 1974](#)) sur une durée bien plus grande que l'âge de l'univers. Une évolution plus significative de ces objets compacts

peut provenir de l'interaction de deux d'entre-eux, avec par exemple la fusion de deux étoiles à neutrons pour produire un unique trou noir, phénomène observé pour la première fois en 2017 ([Abbott et al. 2017](#)).

Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre une vision globale très simplifiée de l'évolution des étoiles seules. Si on pourrait penser, suite à la lecture de ce chapitre, que toutes les étoiles empruntent de manière systématique les mêmes chemins évolutifs que ceux qui y sont décrits, il en est en réalité tout autrement.

D'une part, le nombre de paramètres qui influent sur l'évolution des étoiles fait qu'on observe une diversité importante dans les populations stellaires (masse, rotation, métallicité...) qui est difficile à expliquer notamment à cause de phénomènes physiques difficiles à modéliser (influence du champ magnétique, turbulence). De plus, les réactions de fusion au cœur des étoiles sont aussi très diverses, bien plus que les quelques chaînes évoquées dans ce chapitre. Derrière un nom assez générique, l'évolution stellaire fait en réalité appel à une large gamme de domaines de la physique, allant de la mécanique quantique à la magnétohydrodynamique.

D'autre part, ce chapitre ne s'est pas attelé à la question de l'interaction entre plusieurs étoiles. Comme on va le voir dans le chapitre [2](#), cette question est non seulement légitime, mais aussi cruciale pour avoir une vision complète des problématiques liées à l'évolution stellaire.

Références

- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2017, Physical Review Letters, 119, 161101 :[2017](#)
- Adelberger, E. G., García, A., Robertson, R. G. H., et al. 2011, RvMP, 83, 195 :[27](#)
- Balasi, K. G., Langanke, K., & Martínez-Pinedo, G. 2015, PrPnP, 85, 33 :[33](#)
- Bobis, L. & Lequeux, J. 2008, Journal of Astronomical History and Heritage, 11, 97 :[34](#)
- Chandrasekhar, S. 1931, The Astrophysical Journal, 74, 81 :[31](#)
- Cromartie, H. T., Fonseca, E., Ransom, S. M., et al. 2019, Nature Astronomy, 439 :[34](#)
- Dunham, M. M., Stutz, A. M., Allen, L. E., et al. 2014, Protostars and Planets VI, 195 :[35](#)
- Hawking, S. W. 1974, Natur, 248, 30 :[35](#)
- Johnson, J. 2011, Extreme Stars : White Dwarfs & Neutron Stars :[35](#)
- Kirchhoff. 1860, The London, Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science (Taylor & Francis), google-Books-ID : RVYEAAAAYAAJ :[26](#)
- Klessen, R. S., Heitsch, F., & Mac Low, M.-M. 2000, ApJ, 535, 887, arXiv : astro-ph/9911068 :[25](#)
- Lamers, H. J. G. L. M. & Cassinelli, J. P. 1999, Introduction to stellar winds (Cambridge, U.K. ; New York : Cambridge University Press), oCLC : 38738913 :[29](#)
- McDonald, I. & Zijlstra, A. A. 2015, Mon Not R Astron Soc, 448, 502 :[30](#)
- Murray, N. 2011, The Astrophysical Journal, 729, 133 :[24](#)
- Poggendorff, J. C. 1863, Verlag Johan Ambrosius Barth, Leipzig, 2, 712 :[23](#)
- Reimers, D. 1977, Astronomy and Astrophysics, 61, 217 :[29](#)
- Richmond, M. 2016, Stellar evolution on the main sequence :[35](#)

Références

- Russeil, D. 2003, A&A, 397, 133 [24](#)
- Sarna, M. J., Ergma, E., & Gerskevits, J. 2001, Astronomische Nachrichten, 322, 405 [31](#)
- Schnurr, O., Casoli, J., Chené, A.-N., Moffat, A. F. J., & St-Louis, N. 2008, MNRAS, 389, L38 [32](#)
- Schröder, K.-P. & Connon Smith, R. 2008, MNRAS, 386, 155 [35](#)
- Schwarzschild, K. 1916, Abh. Konigl. Preuss. Akad. Wissenschaften Jahre 1906,92, Berlin,1907, 1916, 189 [34](#)
- Tremblay, P.-E., Cummings, J., Kalirai, J. S., et al. 2016, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 461, 2100 [31](#)
- Wróblewski, A. 1985, American Journal of Physics, 53, 620 [34](#)

Chapitre 2

Systèmes binaires et interactions

Introduction et bref historique

À partir du moment où l'on sait que les étoiles naissent, évoluent et se transforment, il n'y a qu'un pas à faire pour se poser la question de l'interaction de différentes étoiles entre-elles. À l'image de notre système solaire, où des planètes orbitent autour d'une étoile centrale, pourrait-il exister des systèmes où plusieurs étoiles sont liées par leur gravité? Aujourd'hui, les interactions binaires sont des phénomènes largement observés, et qui impliquent de formaliser leurs impacts sur l'évolution stellaire en général si l'on veut pouvoir expliquer la diversité des astres que l'on connaît, les quantités d'éléments lourds dans l'univers, la surabondance de rayonnements X... qui sont inexplicables par la seule présence d'étoiles isolées.

Au vu de la quantité d'étoiles présentes dans le voisinage du Soleil, il est normal que par le passé certaines étoiles aient été perçues comme formant un couple, pour la simple raison qu'elles apparaissent très proches dans le plan du ciel. Nombre de ces étoiles se sont révélées en réalité complètement indépendantes, formant ce que l'on appelle des binaires optiques – des couples formés par un simple effet de perspective. D'autres, plus rares, sont bien des étoiles liées par la gravité, et qui orbitent autour du barycentre de leur masse.

Un exemple remarquable est celui de deux étoiles de la constellation de la Grande Ourse, Alcor et Mizar (80 Ursae Majoris et Zeta Ursae Majoris, respectivement). Ces deux étoiles sont séparées de douze minutes d'arcs ; une personne avec une acuité visuelle dite normale (10/10) a un pouvoir de résolution d'une minute d'arc, et peut donc aisément différencier Alcor de Mizar à l'œil nu. Ce test a été utilisé dans l'histoire pour estimer l'acuité visuelle, notamment par un certain Genghis Khan, soucieux de recruter des archers performants (et pourtant, une personne avec une acuité de seulement 2/10 pourrait les distinguer!). L'étude du mouvement propre d'Alcor et Mizar indique que bien que ces deux sources soient espacées de 0.25 années lumières, elles sont liées gravitationnellement et forment ainsi un couple. Peu de temps après l'avènement de la lunette astronomique, l'astronome Giovanni Riccioli découvre que Mizar est elle-même une étoile double, composée de Mizar A et B, dont l'orbite s'effectue en plusieurs milliers d'années. Encore plus tard, Edward Pickering (1889) détermine par spectroscopie que Mizar A s'avère être un couple de deux étoiles, cette fois orbitant en une vingtaine de jours. Mizar B fut elle aussi identifiée comme un système binaire. Récemment, Alcor fut observée en infrarouges moyens ([Mamajek et al. \(2010\)](#)) et les auteurs lui ont découvert la présence d'une étoile compagnon. Finalement, Alcor-Mizar désigne un système sextuple, où Alcor, Mizar A et Mizar B sont les trois couples dont les composantes sont suffisamment rapprochées pour parler de systèmes binaires.

Si ces systèmes sont bien des couples d'étoiles, ils ne présentent pas de caractéristiques spécifiques autres que leurs composantes qui orbitent les unes autour des autres. De plus, toutes les étoiles regroupées sous le nom d'Alcor-Mizar sont en séquence principale. Leur intérêt scientifique reste donc très modeste comparé à d'autres systèmes bien plus exotiques. Type d'étoile, stade d'évolution, séparation, ellipticité des orbites, rapport de masse, tous ces paramètres impliquent des combinaisons quasi infinies.

Les binaires deviennent particulièrement intéressantes lorsque que les deux composantes sont dans une configuration qui leur permet, au cours de leur orbite, d'échanger de la matière. Ce stade de binaire accrétante correspond à une phase bien précise dans la vie de certains systèmes, car il requiert la présence d'une étoile évoluée (objet compact) en compagnie d'une autre étoile suffisamment proche.

Dans ce chapitre, on verra quelles sont les implications lorsque deux étoiles passent par une phase de binaire accrétante. On donnera d'abord quelques pistes sur les moyens de formation de

tels systèmes et les différents chemins évolutifs identifiés à ce jour. On décrira les divers mécanismes d'échange de matière, responsables de toute la complexité des binaires accrétantes. On terminera en abordant la fin de vie des binaires accrétantes, notamment vue par l'œil nouveau des ondes gravitationnelles.

2.1 Formation de couples stellaires

Les nuages moléculaires, discutés en section 1.1, peuvent contenir des centaines, milliers ou millions de masses solaires sous forme de gaz. La nébuleuse d'Orion, bien connue des astronomes amateurs, contiendrait par exemple entre 700 et 2 000 M_⊕ de gaz propice à la formation d'étoiles. Selon Murray (2011), l'efficacité de formation stellaire au sein de nuages moléculaires géants peut varier entre 0.002 et 0.2. Les nuages moléculaires sont donc capables de former plusieurs dizaines voir centaines d'étoiles.

Ainsi, lors de l'effondrement et la fragmentation d'un nuage, il est tout à fait possible que deux sites (ou plus) de sur-densité voués à former une proto-étoile se retrouvent à graviter les uns autour des autres. La formation d'un système binaire peut donc avoir lieu très tôt, avant même la formation complète des étoiles qui le composent. Si il n'existe pas de systèmes multiples stables au-delà de la binarité, c'est parce que l'interaction à N-corps est instable, à moins d'avoir une hiérarchie très marquée dans les masses et la distance entre les composantes. En figure 2.1 est schématisé l'effondrement d'un fragment de nuage en trois proto-étoiles, avec formation d'un système binaire et éjection de la troisième composante.

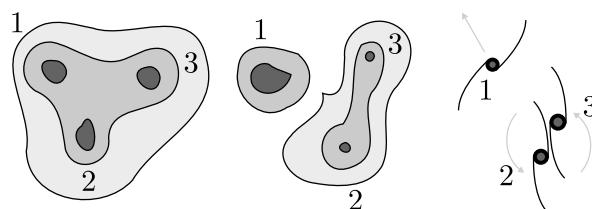


FIGURE 2.1 – Formation d'un couple stellaire lors de l'effondrement d'un nuage moléculaire. L'interaction à trois corps (ou plus) étant instable, la proto-étoile [1] se fait éjecter du système, emportant au passage de l'énergie orbitale ce qui tend à rapprocher les deux proto-étoiles restantes. *Source : Le Graphiste du Dimanche.*

Une autre piste privilégiée est celle de la formation d'une seconde étoile après l'effondrement d'une première. L'effondrement d'un nuage en proto-étoile laisse toujours un résidu de matériel qui orbite autour de l'astre nouvellement formé. La matière a tendance à s'organiser en disque proto-stellaire pour mieux répartir le moment cinétique et adopter une configuration d'énergie minimale. Selon les premiers modèles de fragmentation de disques (Adams et al. 1989), c'est dans ce genre de structures que peuvent se former des corps par l'agrégation graduelle de poussières, glaces et gaz ; par exemple, cela correspond à l'hypothèse actuelle de la formation des planètes de notre système solaire. Si la quantité de matière est suffisante, il n'est pas exclu qu'un corps orbitant autour d'une proto-étoile accrète assez de matériel pour atteindre une masse qui lui permettra d'avoir des conditions propices aux réactions de fusion de l'hydrogène en son cœur –la définition même d'une étoile.

Dans le cas général, la capture gravitationnelle de deux étoiles indépendantes, formées à des endroits et des époques différentes est un phénomène très peu probable : la distance typique entre deux étoiles dans la galaxie est de l'ordre du parsec¹, soit cent millions de fois le rayon du Soleil. Il est par contre possible que ce soit un mécanisme efficace de formation de systèmes binaires au sein d'amas globulaires, objets parfois qualifiés de micro-galaxies qui comportent plusieurs centaines de milliers d'étoiles très rapprochées, notamment en leur cœur (distance typique de cent à mille fois inférieure au parsec).

1. 1 pc = 3.1×10^{16} m

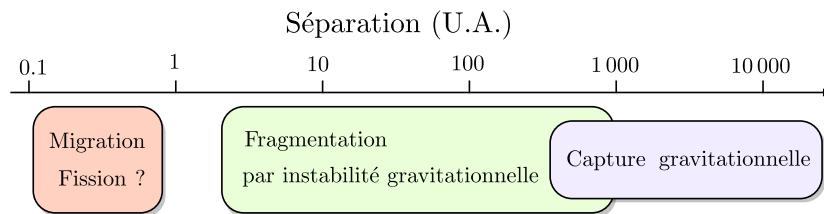


FIGURE 2.2 – Scénario de formation de binaires de grande masse selon leur séparation initiale. Adapté de [Sana \(2017\)](#).

Selon [Sana \(2017\)](#), près de 90% des étoiles massives (type O) de notre galaxie possèdent une étoile compagnon. Les scénarios qui expliquent leur formation en fonction de leur séparation sont résumés en figure 2.2. Si on étend à l'ensemble des étoiles en séquence principale, on descend à une fraction de binaire de l'ordre de 60%. Même si l'ensemble de ces couples ne sont pas forcément assez rapprochés pour interagir significativement, cela rend légitime la remise en question du modèle classique de l'évolution stellaire d'étoiles isolées, car une majorité d'étoiles serait en fait en couple.

2.2 Généralités sur l'accrétion

En astrophysique, l'accrétion désigne la capture de matière par un corps massif. Dans un système composé de deux corps massifs, toute transformation doit respecter la conservation de deux quantités fondamentales : l'énergie, et le moment cinétique. Dans le cas où une étoile accélère de la matière provenant d'une autre étoile, non-seulement a lieu un échange de masse et de moment cinétique, mais aussi un échange de divers éléments chimiques. Ce sont tous les trois des paramètres fondamentaux qui influencent l'évolution des étoiles.

2.2.1 Moment cinétique

Un couple d'étoiles stocke du moment cinétique dans l'orbite des deux étoiles (eq. 2.1), et dans la rotation individuelle des composantes sur elles-mêmes (eq. 2.2). Les moments cinétiques orbitaux et rotationnels peuvent s'écrire de la manière suivante :

$$L \propto \frac{M_1 M_2 \sqrt{1 - e^2} P_o}{a} \quad (2.1)$$

$$L_{R,i} \propto \frac{c M_i R_i^2}{P_{R,i}} \quad (2.2)$$

avec M_i les masses des étoiles, e l'excentricité, P_o et $P_{R,i}$ les périodes orbitale et de rotation, a la somme des demi grands axes des deux orbites, et R le rayon des étoiles. La constante c provient de l'intégration de la masse volumique de l'étoile, et vaut $2/5$ pour une sphère homogène. En faisant le rapport des deux expressions, on voit qu'une étoile en rotation ne dispose que d'une très petite quantité de rotation par rapport à celle impliquée dans l'orbite de la binaire. Par exemple, pour deux étoiles comme notre Soleil orbitant l'une autour de l'autre en un an à une unité astronomique, le moment cinétique contenu dans l'orbite est presque 4 000 fois supérieur au moment cinétique de rotation des deux étoiles.

Lorsqu'un transfert de matière a lieu entre deux étoiles, il opère ainsi un transfert de moment cinétique de l'orbite vers l'étoile qui accélère la matière. Cela a deux conséquences : la séparation entre les deux étoiles diminue, et la vitesse de rotation de l'étoile accélérante augmente. Le matériel échangé transporte du moment cinétique, et ne tombe pas directement sur l'astre accélérant. Typiquement, le matériel s'organise sous la forme d'un disque d'accrétion, car c'est la forme géométrique qui répartit le mieux le moment cinétique.

2.2.2 Énergétique

Un système de deux masses éloignées requiert une certaine énergie gravitationnelle pour exister, qui diminue avec le rapprochement. Ainsi, par conservation de l'énergie, si un corps accrète de la matière, la différence d'énergie gravitationnelle doit être dissipée sous une forme ou une autre. Pour une masse m en chute sur un astre de masse M et de rayon R , l'efficacité de ce processus peut être estimé en faisant le rapport de l'énergie gravitationnelle de la masse m par son énergie de masse (eq. 2.3) :

$$\epsilon_{acc} = \frac{GMm}{Rmc^2} = \frac{GM}{Rc^2} = \Xi \quad (2.3)$$

Ainsi, l'efficacité de la dissipation d'énergie gravitationnelle est exactement égale à la compacité de l'astre accrétant : plus l'astre est compact, plus l'efficacité augmente. Pour comparaison, accruster de la matière sur Terre est aussi efficace qu'une réaction chimique de combustion d'hydrocarbure ($\epsilon \sim 10^{-10}$). L'efficacité de la fusion nucléaire de l'hydrogène au cœur des étoiles est bien plus grande ($\epsilon_{nuc} \sim 7 \times 10^{-3}$), mais peut être largement dépassée si de la matière est accrétée sur une étoile à neutrons ou un trou noir ($\epsilon \sim 10^{-2} - 10^{-1}$). L'accrétion de matière sur un objet compact permet donc de libérer des quantités d'énergie colossales. Typiquement, cette énergie se retrouve sous forme thermique, qui se dissipe ensuite en rayonnement selon la loi du corps noir. Les rayonnements émis à cause de l'accrétion de matière peuvent couvrir une large gamme de fréquences, selon la manière dont l'accrétion se déroule.

2.3 Couples en interaction : les binaires X

Comme brièvement mentionné dans l'introduction de ce chapitre, le terme de binaire X fait référence à une phase particulière dans la vie d'un système binaire. Au stade de binaire X, l'astre le plus massif du système a déjà évolué en objet compact (naine blanche, étoile à neutrons ou trou noir). La particularité de ce stade réside dans l'échange de matière qui a lieu depuis l'étoile compagnon vers l'objet compact. Cela permet notamment à ces systèmes d'émettre des rayonnements très énergétiques (X/gamma) en grande quantité, chose qui serait impossible pour une étoile seule. On commence ici par présenter les grandes catégories de binaires accrétantes, en détaillant les différentes manières d'accréter de la matière dans ces systèmes.

2.3.1 Binaires X de faible masse (LMXB) et Variables Cataclysmiques (CV)

Le terme de masse dans LMXB (*Low-Mass X-ray Binary*) fait référence à celle de l'étoile compagnon. On définit généralement une étoile de faible masse si elle est moins massive que le Soleil ($M \leq 1 M_\odot$). L'objet compact dans ces systèmes est soit une étoile à neutrons, soit un trou noir. L'échange de matière au stade de binaire X se fait par débordement de lobe de Roche, que l'on détaille ci-après en section 2.3.1.

Le nom quelque peu exotique de "Variable Cataclysmique" (CV, *Cataclysmic Variable*) pourrait faire penser à des systèmes très différents des catégories précédentes. Cependant, les CVs sont finalement très proches des LMXBs, à la différence que l'objet compact est par définition une naine blanche. L'accrétion s'y fait également par débordement de lobe de Roche.

Débordement de lobe de Roche

Un système composé de deux masses ponctuelles produit un potentiel gravitationnel, dont la géométrie a été formalisée par E. Roche et L. Lagrange vers la fin du 19^e siècle. Les points de Lagrange sont les intersections entre les surfaces équipotentielles, et sont au nombre de 5. La dernière surface équipotentielle fermée autour d'un astre est appelée lobe de Roche, et les lobes des deux composantes d'un système binaire se rejoignent au point de Lagrange L1, comme illustré en figure 2.3. La taille des lobes de Roche dépend de la masse des astres et de leur séparation. Ainsi, il peut exister des configurations où l'une des deux étoiles remplit entièrement son lobe de Roche,

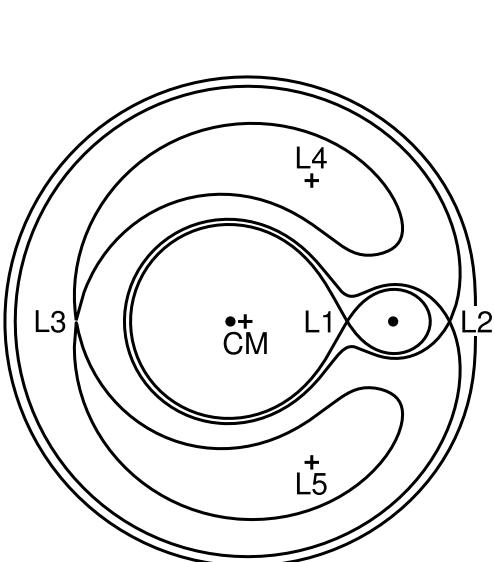


FIGURE 2.3 – Équipotentielles de Roche. Le rapport des masses en jeu est ici de 10, ainsi le centre de masse (CM) se trouve très proche de l'astre massif avec le plus grand lobe de Roche.
Source : Philip D. Hall

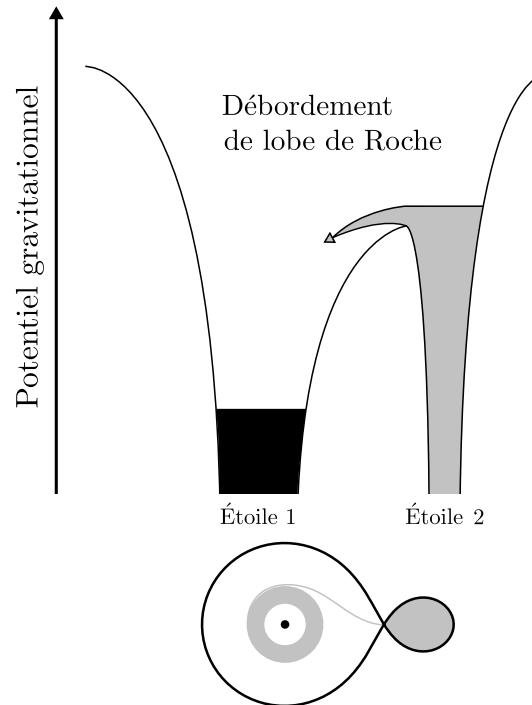


FIGURE 2.4 – Accrétion par débordement de lobe de Roche. Source : *Le Graphiste du Dimanche*.

par exemple pour une étoile en séquence principale proche d'une étoile à neutrons, ou bien lorsqu'une étoile gonfle démesurément en passant par une phase de géante rouge en fin de vie (voir 1.4). Dans ces cas, l'étoile épouse la forme du lobe de Roche, et déborde littéralement dans le lobe de l'étoile compagnon en passant par le point L1.

Le débordement par lobe de Roche est propice à la formation d'un disque d'accrétion (voir figure 2.4). Dans un disque, la vitesse angulaire de l'orbite décroît avec le rayon ; ainsi les parties extérieures orbitent moins vite, et frottent contre les parties internes. Ce mécanisme permet de dissiper de l'énergie gravitationnelle par frottements visqueux, sous forme d'énergie thermique. Les disques d'accrétion émettent donc un rayonnement de corps noir qui les rend visibles dans les domaines optiques et infrarouge de manière générale, mais peut aller jusqu'à émettre intensément des rayons X et gammas si le rayon interne du disque est très proche de l'objet compact accrétant.

Si l'objet compact est suffisamment magnétisé (étoile à neutrons, ou naine blanche), le disque interne peut se scinder en deux flots qui suivent les lignes de champ magnétique vers les pôles de l'objet compact, s'accrétant entièrement sur une zone bien précise, ce qui crée un site particulièrement lumineux.

L'accrétion par débordement de lobe de Roche est particulièrement efficace, car la quasi-totalité de la matière perdue par l'étoile donneuse se retrouve sur l'objet compact. Ce mécanisme d'accrétion concerne principalement les binaires X de faible masse, où l'étoile compagnon peut plus facilement remplir son lobe de Roche au vu de sa faible masse comparée à celle de l'objet compact.

2.3.2 Binaires X de grande masse (HMXB)

Le terme de masse dans HMXB (*High-Mass X-ray Binary*) fait, à l'instar des LMXBs, référence à la masse de l'étoile compagnon du système. Typiquement, on définit la limite pour une étoile de grande masse à $\sim 8\text{--}10 M_{\odot}$. Dans ces systèmes, l'objet compact est soit une étoile à neutrons, soit un trou noir. En effet, si le système s'est formé en même temps que les étoiles, il est impossible

de retrouver une naine blanche en compagnie d'une étoile plus massive, car cette dernière aurait dû évoluer plus rapidement. Selon le stade d'évolution de l'étoile compagnon et les modalités d'accrétion, on peut distinguer plusieurs sous-catégories de HMXBs.

BeHMXB et disques de décretion

Les HMXBs de type Be ont une étoile compagnon de type B en séquence principale et présentent des raies en émission dans leur spectre optique/infrarouge. L'accrétion se fait à partir de la matière provenant d'un disque de décretion qui s'organise autour de l'étoile compagnon.

Dans ces systèmes, l'étoile compagnon est en rotation rapide sur elle-même, phénomène causé par l'accrétion préalable de moment cinétique provenant de l'astre primaire (voir chemins évolutifs en section 2.4.2). Il arrive un moment où l'accélération due à la rotation à l'équateur dépasse l'accélération de la pesanteur à la surface de l'étoile. Pour une étoile sphérique indéformable, on peut facilement établir l'expression de la vitesse angulaire critique (équation 2.4). Pour un système binaire réel, cette expression doit être corrigée par la géométrie non-sphérique de l'étoile à l'approche de la rotation critique, des effets de marées gravitationnelles, de l'excentricité de l'orbite et de la variation de la masse volumique de l'étoile avec son rayon.

$$\Omega_c = \sqrt{\frac{GM}{R^3}} \quad (2.4)$$

Observationnellement, on voit des étoiles massives de type spectral B dont la rotation entraîne l'expulsion de matière provenant de leur équateur, formant un disque autour de l'étoile. Lorsqu'un objet compact (étoile à neutrons, trou noir) orbite autour de ce genre d'étoile, il peut passer périodiquement à travers ce disque et accréter son matériel ; d'où son nom de disque de décretion (voir figure 2.5). On observe donc une émission de rayonnements énergétiques à chaque passage de l'objet compact dans le disque. Cependant, comme tous les disques astrophysiques, les disques de décretion ont leur dynamique propre. Ils peuvent devenir elliptiques à cause des interactions gravitationnelles avec l'objet compact, entrer en précession, voir se déformer dans le plan perpendiculaire (*disk warping*), ce qui peut donner lieu à des périodes d'accrétion intenses suivies d'accalmies, difficiles à corrélérer avec la période orbitale du système.

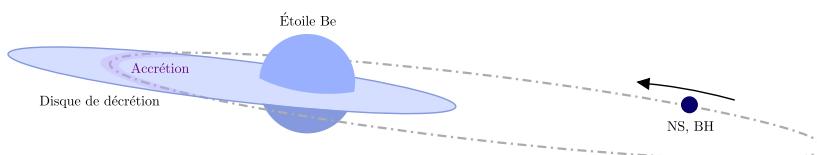


FIGURE 2.5 – Binaire X de grande masse avec étoile Be. Lorsque l'orbite de l'objet compact croise le disque de décretion, il capte du matériel et libère des rayonnements X/gamma. *Source : Le Graphiste du Dimanche.*

sgHMXB et accrétion par vent

Certaines HMXBs ont une étoile compagnon qui a déjà commencé à évoluer par-delà la séquence principale, et se trouve au stade de supergéante. Ces étoiles extrêmement lumineuses peuvent produire un vent stellaire intense qui vient s'accréter sur l'objet compact.

Si une étoile d'un système binaire X supergéant (sgHMXB, *supergiant high-mass X-ray binary*) ne remplit pas son lobe de Roche, son vent, lui, le peut (voir figure 2.6). Cela ne devient significatif que pour les étoiles assez lumineuses, typiquement les étoiles massives en fin de vie. Le vent d'une étoile massive est émis dans toutes les directions (bien qu'il puisse y avoir une asymétrie pôle/équateur). Ainsi, seule une faible fraction de ce vent peut atteindre l'objet compact. De plus, la vitesse typique d'un vent stellaire est de plusieurs dizaines, centaines voir milliers de km s^{-1} , ce qui rend la probabilité que l'objet compact capte le vent encore moindre. C'est donc un processus d'accrétion très inefficace par rapport au débordement de lobe de Roche. Typiquement, ce mécanisme concerne les binaires X de grande masse où l'étoile compagnon est arrivée au stade de

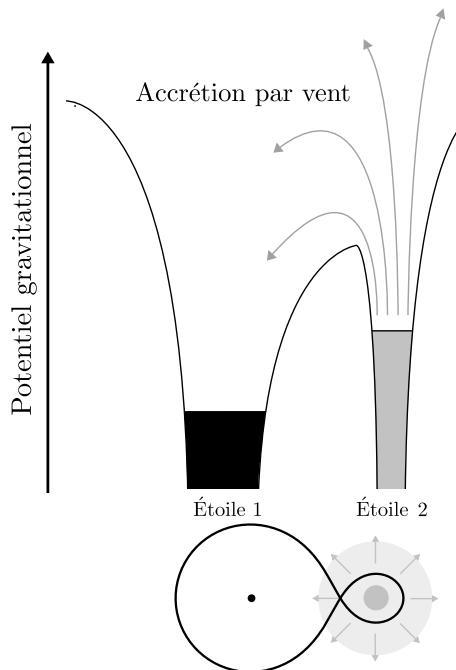


FIGURE 2.6 – Accrédition par vent stellaire. Source : *Le Graphiste du Dimanche*.

géante ou supergéante, car ce sont les seules étoiles qui sont assez lumineuses pour chasser une quantité significative de matière via leur vent stellaire.

2.4 Chemins évolutifs passant par le stade de binaire X

Typiquement, les paramètres influant l'évolution d'une étoile isolée sont la masse, la rotation et la composition chimique. Pour décrire l'évolution d'un système binaire, à cela il faut ajouter toutes les combinaisons possibles de ces paramètres pour chacune des deux composantes, ainsi que la séparation initiale de la binaire et son excentricité. Les combinaisons possibles de ces paramètres donnent autant de chemins évolutifs qu'il existe de binaires différentes ; cependant on peut dégager des scénarios types à partir d'observations et de simulations numériques, et en isolant les chemins qui conduisent à la formation de binaires accrétantes. Les parties ci-après reposent essentiellement sur les travaux de T. Tauris et E. van den Heuvel.

Il faut garder à l'esprit que dans les scénarios évolutifs actuels, les phases les plus complexes sont aussi celles qui durent le moins longtemps. Aussi, nombre de ces mécanismes n'ont pas encore été formellement observés, avec pour exemple la phase d'enveloppe commune (voir plus bas), qui est cruciale pour expliquer l'existence de certaines binaires serrées.

2.4.1 Faibles masses

Dans les binaires de faible masse, l'échange de matière se fait principalement par débordement de lobe de Roche. Comme illustré en figure 2.7, l'étoile la plus massive commence par évoluer la première. Arrivée en phase géante/supergéante, son atmosphère forme une enveloppe si grande qu'elle englobe l'ensemble du système. Cette phase d'enveloppe commune (*common envelope*, Paczynski 1976) se traduit par une diminution drastique de la séparation orbitale par frottements visqueux de l'étoile secondaire avec l'enveloppe, qui entre dans une spirale décroissante vers son compagnon (*spiral-in*). Cette phase est encore mal comprise car il est difficile de confronter des simulations à des observations quasi-inexistantes. C'est pourtant une des phases clé, car il y a une possibilité de fusion prématuée des deux étoiles, ce qui empêche la formation d'une binaire X.

Une autre phase importante, et très brève, est l'explosion de l'étoile primaire en supernova. Selon son asymétrie et la configuration orbitale avant l'explosion, cet événement violent est capable de rompre le lien gravitationnel entre les deux astres et ainsi disloquer la binaire. La question de savoir quelles sont les proportions des systèmes qui survivent et des systèmes brisés reste encore d'actualité.

À partir du moment où la binaire survit à l'événement de supernova, les conditions sont réunies pour passer à la phase de binaire X. Si la séparation est assez faible, l'étoile compagnon peut amorcer un débordement de lobe de Roche pendant sa séquence principale ; sinon, il y a de fortes chances que cela se produise de toutes façons lorsqu'elle évoluera en géante rouge. L'étoile à neutrons qui accrète une grande quantité de matière et de moment cinétique peut voir sa période de rotation augmenter significativement ; c'est par ailleurs un des scénarios privilégiés (Ritter & King 2001) pour expliquer la formation de pulsars milliseconde, ces étoiles à neutrons qui tournent à des vitesses difficilement expliquables par une évolution isolée.

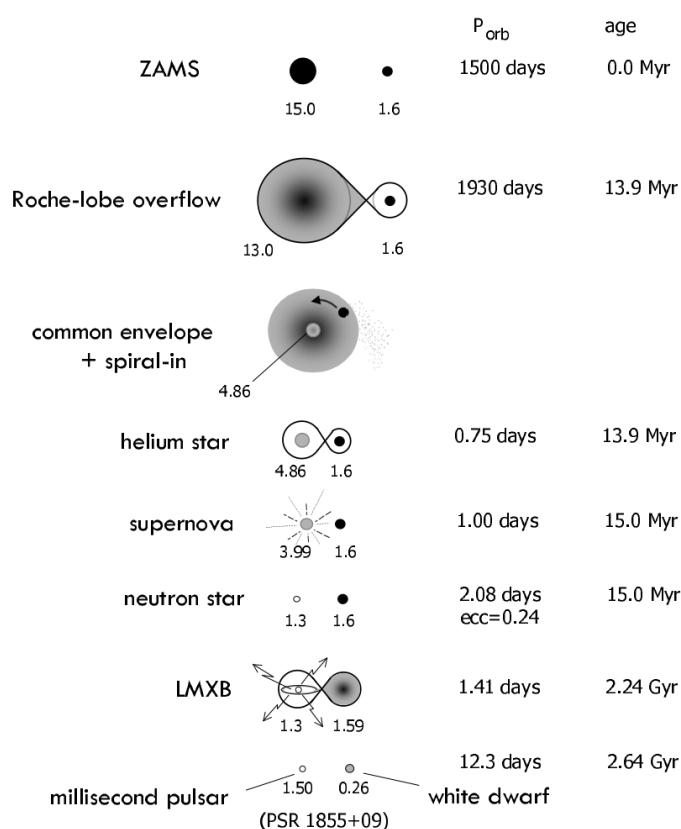


FIGURE 2.7 – Scénario évolutif passant par une phase LMXB. Source : extrait de Tauris & van den Heuvel (2006).

2.4.2 Grandes masses

Dans le cas illustré en figure 2.8, l'étoile secondaire est à peine qualifiable de grande masse ($M \sim 8 M_{\odot}$). Ce n'est pas un problème pour former une binaire X de grande masse, car il est possible pour l'astre primaire, en évoluant en géante, de se dépléter par débordement de lobe de Roche dans l'étoile secondaire, augmentant significativement sa masse. La formation d'une binaire X de grande masse est aussi sujette à une première explosion de supernova, qui pose les mêmes questions que pour les binaires de faible masse concernant la survivabilité.

La phase de binaire X peut commencer dès que l'astre primaire a évolué en étoile à neutrons ou trou noir, car les étoiles de grande masse sont capables d'émettre un vent stellaire intense qui vient s'accréter sur l'objet compact. Il est cependant possible pour l'étoile massive secondaire

de remplir son lobe de Roche et de déborder dans l'objet compact. C'est probablement le cas de Cygnus X-1, dont le trou noir de $9 M_{\odot}$ semble accréter à la fois par débordement de lobe de Roche de son compagnon massif, et par son vent stellaire (Orosz et al. 2011).

Lorsque l'étoile secondaire évolue, un système binaire X de grande masse peut passer par une phase d'enveloppe commune, similaire à celle évoquée pour les binaires de faible masse. Cette fois, c'est l'objet compact qui vient orbiter dans l'étoile secondaire, diminuant la séparation du système par dissipation visqueuse. Encore une fois, il est possible que l'objet compact fusionne avec le cœur de son étoile compagnon. Il se peut aussi que l'enveloppe soit chassée au cours de l'interaction, laissant l'étoile secondaire dénudée de son atmosphère.

Le système subit enfin son deuxième événement de supernova, lorsque l'étoile secondaire évolue en étoile à neutrons ou trou noir.

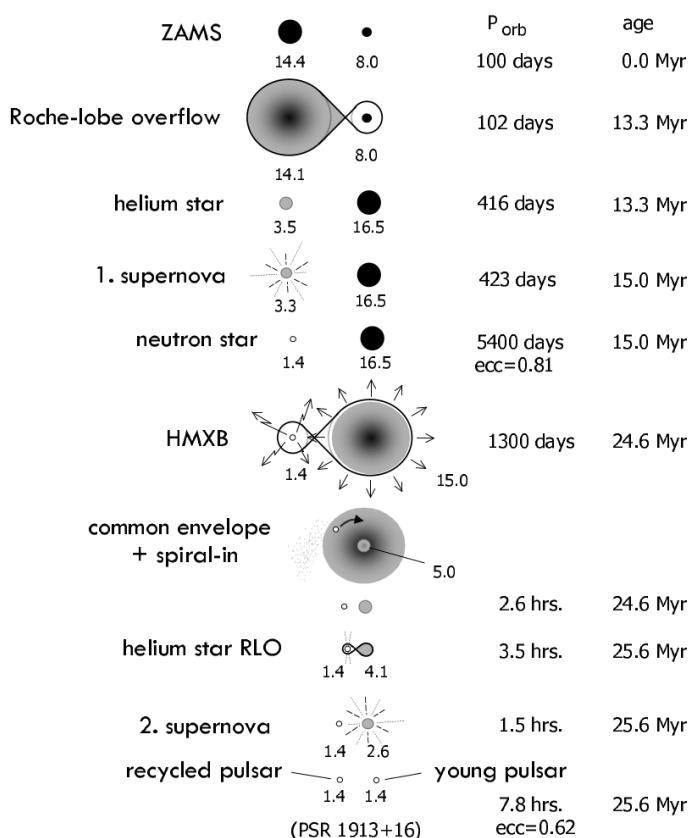


FIGURE 2.8 – Scénario évolutif passant par une phase HMXB. Source: extrait de Tauris & van den Heuvel (2006).

2.5 Fin de vie et couples d'objets compacts

La fin de vie d'un système binaire débute ainsi lorsque la deuxième composante a évolué en objet compact, à condition que le système n'ai pas été rompu prématurément. Que la binaire soit de faible ou de grande masse, le résultat final donne un système binaire compact, où les composantes sont des naines blanches, des étoiles à neutrons ou des trous noirs. Typiquement, ce genre de système est exempt de matériel résiduel, ce qui met fin aux phénomènes d'accrétion. En effet, soit l'enveloppe commune est éjectée permettant la naissance d'un couple compact serré (HMXB), soit la totalité de l'enveloppe de l'étoile compagnon est consommée par l'objet compact (LMXB), ne laissant que le cœur dégénéré du compagnon. Les binaires compactes rayonnent donc très peu d'ondes électromagnétiques : les naines blanches et étoiles à neutrons, bien que très chaudes, présentent une très faible surface d'émission, ce qui les rend intrinsèquement peu lumi-

neuses. Et les trous noirs, dépourvus de disques d'accrétion, sont par nature incapables d'émettre un rayonnement électromagnétique.

La particularité des binaires compactes vient de leur capacité à émettre un rayonnement de nature complètement différente des ondes électromagnétiques. Deux objets compacts en orbite forment un quadrupole (une distribution de masse en rotation, sans symétrie sphérique). Parce que leur champ gravitationnel est très intense à leur surface, la variation de la déformation de l'espace temps causée par l'accélération des masses due à leur orbite devient trop intense, si bien que l'espace-temps peine à s'ajuster à cette déformation. Se produit alors le rayonnement d'ondes gravitationnelles qui témoignent du réajustement constant de l'espace-temps autour des objets compacts en mouvement accéléré.

L'espace-temps étant très rigide, les ondes gravitationnelles emportent avec elles une grande quantité d'énergie, qu'elles puissent dans l'énergie orbitale des systèmes compacts. Ainsi, la séparation d'une binaire compact tend irrémédiablement à diminuer, jusqu'à la collision des deux objets. Cependant, l'intensité des ondes gravitationnelles décroît très fortement avec la séparation ; une binaire compacte initialement trop séparée pourra mettre un temps bien supérieur à l'âge de l'univers pour converger vers sa fusion. Dans ce cas, si les objets compacts sont suffisamment magnétisés, l'orbite peut tout de même décroître significativement par freinage magnétique. À l'approche de la fusion, plus la binaire se resserre, plus l'amplitude des ondes gravitationnelles augmente : les objets compacts suivent donc une spirale accélérée, qui aboutit à leur fusion.

Ce genre d'événement a été observé pour la première fois le 14 septembre 2015 par les deux interféromètres gravitationnels LIGO aux États-Unis. Ces instruments ont capté les ondes gravitationnelles émises pendant les dernières secondes d'une binaire de deux trous noirs ($36 M_{\odot}$ et $29 M_{\odot}$), qui ont fini par fusionner en un seul trou noir d'environ $60 M_{\odot}$. C'est à l'instant précis de la fusion que l'intensité des ondes gravitationnelles est la plus grande. Pendant ces derniers instants, une énergie de 5×10^{47} Joules a été rayonnée, ce qui correspond à transformer entièrement la masse du Soleil en énergie – trois fois. Au pic d'intensité, pendant quelques millisecondes, la puissance rayonnée sous forme d'ondes gravitationnelles dépasse les 10^{49} watts : c'est plus que la puissance électromagnétique rayonnée par l'ensemble des étoiles de l'univers visible.

Conclusion

Comme nous l'avons vu au début de ce chapitre en section 2.1, les étoiles isolées sont finalement une minorité comparé au nombre d'étoiles en couple ou en systèmes multiples. L'évolution d'une étoile seule est déjà rythmée par de nombreux paramètres (masse, rotation, métallicité, champ magnétique...) et par des mécanismes qui sont loin d'être évidents à étudier à cause de leur complexité (turbulence, dynamo...). Ajouter à cela une deuxième étoile en interaction avec la première, c'est augmenter exponentiellement la complexité de description du problème, et ce en ajoutant de nouveaux mécanismes qui jouent sur des paramètres fondamentaux gouvernant l'évolution des étoiles. Mais c'est aussi nécessaire si on veut pouvoir rendre compte des populations stellaires observées.

L'échange de matière entre deux astres leur permet en effet de rayonner dans les hautes énergies de manière durable, chose impossible pour une étoile seule. En fin de vie, la fusion d'objets compacts, rémanents d'étoiles mortes, pourrait permettre d'expliquer la surabondance de métaux (l'or, entre autre), notamment dans le cas de fusion d'étoiles à neutrons. Il serait même possible qu'un tel événement ait participé à enrichir notre système solaire en éléments lourds, comme l'avancent [Bartos & Marka \(2019\)](#). L'influence exacte de la fusion d'objets compacts sur la métallicité en général reste à déterminer, tout comme l'impact exact de certaines binaires X sur leur environnement proche. Par exemple, certaines binaires expulsent de la matière ionisée sous forme de jets relativistes, qui peuvent d'une part être source de rayons cosmiques venant chauffer les régions environnantes, mais qui peuvent d'autre part impacter le milieu interstellaire et lui fournir de l'énergie cinétique ([Fender et al. 2005](#)).

Il est donc tout à fait raisonnable de penser que les systèmes binaires jouent un rôle majeur

dans les mécanismes qui régissent l'évolution de l'entièreté des populations stellaires, que ce soit dans la Voie Lactée ou dans les autres galaxies. Mais avant de pouvoir avancer exactement comment et pourquoi, il va être nécessaire de mieux comprendre la diversité des systèmes binaires, que ce soit sur la forme (nombre, types d'étoiles et d'objets compacts...) que sur le fond (mécanismes d'accrétion, nature transitoire, phases critiques de leur évolution...). Si il existe plusieurs approches possibles pour étudier tous ces aspects, cette thèse, qui vise justement à apporter une brique dans cet édifice, sera particulièrement axée sur des études observationnelles. On va notamment passer en revue dans les prochains chapitres les différents messagers astrophysiques liés aux systèmes binaires, ainsi que les observables avec lesquelles on va travailler.

Références

- Adams, F. C., Ruden, S. P., & Shu, F. H. 1989, The Astrophysical Journal, 347, 959 [40](#)
- Bartos, I. & Marka, S. 2019, Nature, 569, 85 [48](#)
- Fender, R. P., Maccarone, T. J., & van Kesteren, Z. 2005, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 360, 1085 [48](#)
- Mamajek, E. E., Kenworthy, M. A., Hinz, P. M., & Meyer, M. R. 2010, AJ, 139, 919 [39](#)
- Murray, N. 2011, The Astrophysical Journal, 729, 133 [40](#)
- Orosz, J. A., McClintock, J. E., Aufdenberg, J. P., et al. 2011, The Astrophysical Journal, 742, 84 [47](#)
- Paczynski, B. 1976, IAUS, 73, 75 [45](#)
- Ritter, H. & King, A. R. 2001, ASPC, 229, 423 [46](#)
- Sana, H. 2017, The Lives and Death-Throes of Massive Stars, 329, 110 [41](#)
- Tauris, T. M. & van den Heuvel, E. P. J. 2006, Compact stellar X-ray sources, 39, 623 [46, 47](#)

Chapitre 3

Messagers astrophysiques

Introduction, bref historique

L'astronomie visuelle est une pratique qui remonte à plusieurs milliers d'années, comme témoignent certains sites mégalithiques comme Stonehenge (daté entre -2800 – -1000 ans), aujourd'hui considéré comme un observatoire où se cotoyaient spiritualité et astronomie. Même si ces deux notions ont longtemps été liées, cela n'a pas empêché certaines civilisations de construire des calendriers précis à partir de l'observation des astres, de prédire les éclipses de Lune et même d'établir les premiers modèles héliocentriques pour le système solaire. Ainsi, les premiers astronomes s'adonnaient à la seule discipline qui leur était accessible alors : l'astrométrie, qui consiste à établir la position des astres dans le ciel.

Scientifiquement parlant, l'astronomie visuelle à cette époque est pourtant très limitée. Elle ne s'intéresse en effet qu'à une toute petite partie de l'information qui nous parvient des astres : le domaine visuel du spectre électromagnétique. De plus, elle présente un gros défaut de reproductibilité, et s'entache de tous les biais observationnels de l'œil humain et des biais d'interprétation en fonction des cosmogonies en vogue. Comme évoqué dans les chapitres précédents, l'apparition d'instruments tels que la lunette astronomique permet un grand bond en avant dans la discipline. Les optiques développées donnent accès à bien plus d'astres qu'à l'œil nu, et on peut alors constater une diversité jusqu'alors inconnue : en plus du Soleil, de la Lune et des étoiles, les planètes révèlent certains détails de leur surface (tache rouge, bandes nuageuses et satellites de Jupiter) et on remarque de nouveaux objets, plus diffus, qui seront d'abord regroupés dans la catégorie des nébuleuses. Il est aussi plus facile de distinguer la couleur très prononcée de certaines étoiles.

L'avancée technologique qui aura le plus d'impact sur la science derrière l'astronomie est l'invention de la plaque photographique. Le premier produit commercialisé fut le daguerréotype, du nom de son inventeur Louis Daguerre. Suite à une présentation à l'Académie des Sciences, le gouvernement Français achète le brevet en 1839 pour faire bénéficier ce procédé au monde entier. Véga est la première étoile photographiée avec ces plaques, en 1850. Différents types de plaques se succèdent, toutes ayant l'important désavantage de perdre drastiquement leur sensibilité à la lumière après quelques dizaines de secondes d'exposition. L'entreprise Kodak développe un film qui pallie ce problème, et dès 1949 le télescope du mont Palomar en Californie, déjà le plus grand instrument disponible à cette époque (5 m de diamètre!), est équipé de ces plaques qui lui permettent d'imager des galaxies en une trentaine de minutes contre plusieurs heures auparavant.

Ce sont les dispositifs à transfert de charge, ou capteurs CCD, qui signeront définitivement la fin de l'astronomie analogique. Ces matrices de photosites permettent de convertir la lumière incidente en électrons : récupérer une image consiste –de manière simplifiée– à mesurer la tension délivrée par chacun des photosites après exposition. Les capteurs CCD comblent plusieurs lacunes rencontrées précédemment. Leur sensibilité est meilleure (rendement allant de 60% à l'époque, avoisinant les 100% à certaines longueurs d'ondes aujourd'hui), et constante dans le temps ; surtout, la discréttisation des photosites ainsi que du nombre d'électrons (donc de photons incidents) qu'ils contiennent permet de quantifier précisément l'information véhiculée par la lumière des astres.

Le rayonnement visible se verra ensuite complété par la capacité d'observer à d'autres longueurs d'ondes : les ultraviolets, rayons X et gamma pour les plus hautes énergies, les infrarouges, sub-millimétrique et radio pour les plus basses énergies. Plus encore, la lumière n'est pas le seul messager de l'information, car sont maintenant accessibles la détection des neutrinos ainsi que très récemment des ondes gravitationnelles.

Ce chapitre vise à apporter quelques bases quant aux modalités d'observation pour chacun de

ces messagers, et ce dans le cadre de l'étude de binaires X. Si cette thèse n'a pas porté sur l'observation de neutrinos ni la détection d'ondes gravitationnelles, on apporte tout de même quelques éléments sur ces messagers qui font partie du paysage observationnel des binaires accrétantes.

3.1 Ondes électromagnétiques

3.1.1 Rayons gamma et rayons X

Mécanismes d'émission

L'essentiel du rayonnement d'une étoile isolée typique s'étend sur une gamme allant de l'infra-rouge aux ultraviolets, bien que certaines étoiles actives puissent émettre des rayons X de manière persistente ou par sursauts ponctuels. Pour ce qui est du rayonnement stellaire, le domaine des hautes énergies n'est donc accessible qu'aux binaires accrétantes. Le réservoir d'énergie qui permet d'alimenter ces rayonnements vient majoritairement du potentiel gravitationnel de la masse accrétée par l'objet compact. Mais les mécanismes d'émission aux hautes énergies sont variés.

Les chocs à l'impact de matériel sur la surface d'une étoile à neutrons ou d'une naine blanche, ainsi que les frottements visqueux au sein de disques d'accrétion sont à même de chauffer la matière jusqu'à des températures de l'ordre du million de kelvins. Le rayonnement de corps noir associé atteint son maximum d'émission à une longueur d'onde de quelques nanomètres, ce qui correspond aux rayons X mous.

Si l'objet compact génère un champ magnétique intense (étoile à neutrons ou naine blanche), des particules chargées comme les électrons où les protons circulent le long des lignes de champ magnétique en tournant autour. Ce mouvement de rotation induit une accélération des particules chargées qui en retour émettent un rayonnement synchrotron. L'intensité de ce rayonnement dépend très fortement de la vitesse des particules (v^4) et du rayon de courbure de la trajectoire (r^{-2}). Les particules circulant dans le champ magnétique d'un objet compact pouvant être accélérées à des vitesses relativistes, ce mécanisme permet de rayonner très efficacement dans les X.

Les rayonnements les plus énergétiques sont typiquement issus de l'interaction des particules relativistes avec le champ électromagnétique ambiant. Lorsqu'un électron relativiste entre en collision avec un photon, il lui cède une partie de son énergie mécanique. L'électron ralentit, tandis que le photon est diffusé avec une énergie plus grande, allant des X aux gammes pour des binaires accrétantes. Cette diffusion, dite de Compton-inverse, peut avoir lieu plusieurs fois à la suite, augmentant d'autant plus l'énergie du photon diffusé.

Observation du rayonnement

L'atmosphère terrestre吸orbe la totalité des rayonnements X et gamma : envoyer des observatoires en orbite est donc nécessaire pour avoir accès au ciel à haute énergie. Collecter le rayonnement à haute énergie implique de former des images et produire des spectres en gardant l'information des photons incidents. Or, les photons de haute énergie ont la mauvaise tendance à peu interagir avec la matière. Par exemple, focaliser des rayons X nécessite de les intercepter avec une incidence rasante, parce que la longueur d'onde typique de ces rayonnement devient plus petite que la distance moyenne entre les atomes formant un miroir conventionnel. Des optiques cylindriques imbriquées (figure 3.1) permettent donc de collecter des rayons X avec des miroirs orientés de manière à simuler un matériau dont les atomes seraient plus rapprochés entre-eux, et ainsi permettre la réflexion et la focalisation du rayonnement pour former des images en X entre 0.1 et 10 nm avec une très bonne résolution spatiale. Ces optiques sont notamment utilisées dans les satellites *Chandra* et XMM-Newton, et permettent d'obtenir des images avec une résolution équivalente à celle des télescopes optiques au sol.

Il existe cependant une limite à cette technique, car l'angle d'incidence diminue avec l'énergie des photons, et cela implique d'avoir des optiques de plus en plus longues pour faire converger des rayonnements de haute énergie. Il arrive un point où faire converger le rayonnement n'est plus une

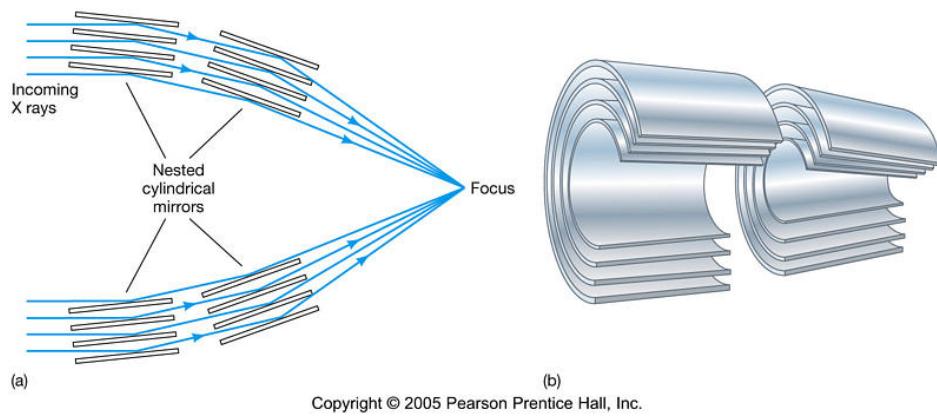


FIGURE 3.1 – Vue en coupe d'un télescope à rayons X. Utilisé dans des observatoires tels que Chandra, Swift et XMM-Newton. *Source : Pearson Prentice Hall, Inc.*

solution acceptable. Pour former une image à plus haute énergie, une méthode consiste à regarder l'ombre que projette le rayonnement lorsqu'il traverse un masque. Ce masque doit être pensé de manière à ce que deux sources (ou plus) dans le champ de vue ne puissent pas produire la même ombre. Le principe de fonctionnement de ces masques codés est illustré en figure 3.2. Le satellite *INTEGRAL* utilise cette technique pour imager le ciel de 0.1 à 0.0001 nm (15–10 000 keV). Ce genre de procédé permet de couvrir un très large champ de vue (de $64^{\circ}2$ à pleine sensibilité, pouvant s'étendre jusqu'à $\sim 900^{\circ}2$ jusqu'au zéro de sensibilité) au détriment de la résolution spatiale, qui elle est de l'ordre de la minute d'arc. C'est donc une technique d'observation idéale pour couvrir rapidement l'ensemble du ciel et surveiller l'apparition de nouvelles sources.

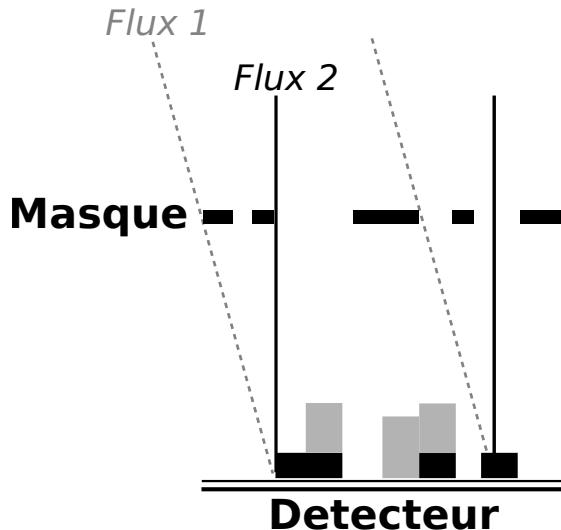


FIGURE 3.2 – Principe du masque codé. Utilisé pour reconstruire l'angle d'incidence des rayonnements trop énergétiques pour être focalisés par une optique. *Source : Le Graphiste du Dimanche.*

3.1.2 Ultraviolet, visible et infrarouge

Mécanismes d'émission

Dans l'univers, la majorité du rayonnement ultraviolet (UV), visible et infrarouge proche (*near-infrared, nIR*) provient de la photosphère des étoiles. Le rayonnement émergent correspond à l'émission thermique de corps noir, dont la distribution spectrale des photons est déterminée par la loi de Plank. Le maximum d'émission est uniquement gouverné par la température (équa-

tion 3.1). Par exemple, la température de surface du Soleil est de ~ 5800 K, ce qui correspond à un pic d'émission vers 500 nm.

Dans les binaires X, le rayonnement thermique peut donc provenir de l'étoile donneuse, mais peut tout aussi bien être dominé par un disque d'accrétion, selon les cas. Ces disques peuvent en effet être chauffés à des températures de plusieurs milliers de degrés par dissipation visqueuse et irradiation de l'objet compact, et leur taille typiquement bien plus grande que la surface d'une étoile peut les rendre beaucoup plus lumineux que l'étoile donneuse.

Le rayonnement synchrotron de particules chargées en mouvement dans un champ magnétique peut devenir significatif jusque dans le domaine UV/visible (ce qui est notamment le cas de la binaire Swift J1745-26, dont l'étude fait l'objet de la partie V de cette thèse) pour certaines binaires X.

$$\lambda_{max} T \simeq 2.9 \times 10^{-3} m K \quad (3.1)$$

Observation du rayonnement

Si le premier instrument optique utilisé pour l'observation astronomique fut la lunette, les lentilles de verre peuvent difficilement dépasser un mètre de diamètre, même avec les capacités technologiques actuelles. L'optique devient extrêmement lourde, difficile à réaliser et à implémenter dans un observatoire. Ainsi, la quasi-totalité des observatoires professionnels utilisent des télescopes donc l'optique est essentiellement composée de miroirs, plus légers et faciles à fabriquer. Actuellement, le plus grand miroir utilisé dans un télescope fait 8.4 m de diamètre (chacun des deux miroirs du Large Binocular Telescope), mais certains télescopes utilisent une mosaïque de plus petits miroirs pour outrepasser certains problèmes liés à la conception et l'intégration de miroirs trop grands (le primaire du Gran Telescopio Canarias est composé de 36 miroirs formant un instrument équivalent de 10.4 m de diamètre).

Les télescopes fonctionnent par réflexion de la lumière sur des surfaces polies dont la taille des défauts est très inférieure à la longueur d'onde observée. Par exemple, les miroirs des 4 unités du Very Large Telescope (VLT, ESO) ont des défauts de surface de l'ordre de 20 nm, soit vingt à trente fois plus petit que la longueur d'onde du rayonnement visible.

La résolution spatiale des télescopes dépend de leur diamètre ($\propto D^{-1}$), mais pour des poses unitaires dépassant la centaine de milliseconde, ce sont les mouvements turbulents de l'atmosphère qui limitent la résolution. Si un télescope de 8 m peut techniquement résoudre des détails de 0.015 seconde d'arc, une image longue pose sur le ciel sera limitée à environ une seconde d'arc. Pour outrepasser cette difficulté, on peut soit imager en courte pose (~ 10 ms, uniquement possible sur des étoiles très brillantes ou des objets du système solaire), ou bien utiliser un système d'optique adaptative (AO). Les systèmes AO utilisent une étoile de référence durant toute l'acquisition, et les miroirs du télescope sont déformés en temps réel afin de corriger les mouvements de l'atmosphère et ainsi produire une image uniquement limitée par la résolution intrinsèque de l'instrument.

Les capteurs utilisées sont des semi-conducteurs, dont les électrons sont excités par l'incidence du rayonnement (figure 3.3). Les photosites agissent comme des trous de potentiel électrique, où les électrons s'accumulent proportionnellement à l'intensité du rayonnement reçu. La lecture du détecteur revient alors à simplement mesurer une tension.

3.1.3 Sub-millimétrique et radio

Mécanismes d'émission

Techniquement, un corps noir émet des ondes radio, et ce peu importe sa température. Du matériel assez froid peut donc avoir un pic d'émission dans cette gamme de rayonnements. Dans les binaires X, même si il peut y avoir une accumulation de matériel plus froid (poussières) dans le milieu circumbinaire, son rayonnement thermique sera en pratique toujours dominé par le rayonnement des composantes plus chaudes (étoile, disque d'accrétion...). Le mécanisme à même de

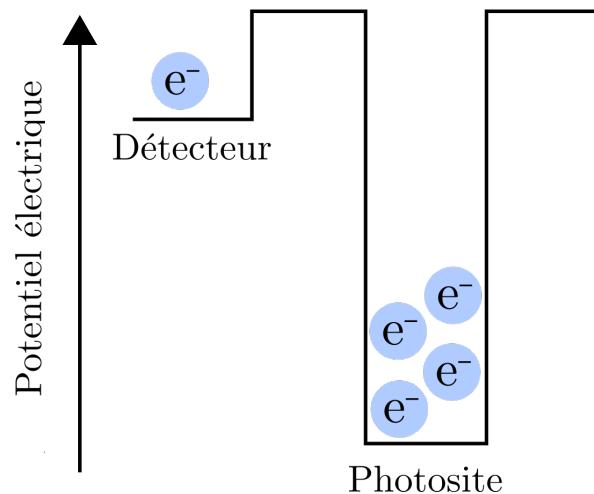


FIGURE 3.3 – Photosite d'un dispositif à transfert de charges. Les capteurs CCD sont composés d'une matrice de plusieurs millions de ce genre de photosites. *Source : Le Graphiste du Dimanche.*

rayonner des ondes radio en grande quantité dans les binaires est le rayonnement synchrotron, dont la loi de décroissance en émission est bien moins forte vers les faibles énergies que celle du corps noir. Ainsi, des binaires qui présentent des jets au niveau de l'objet compact sont des objets très lumineux en ondes radio, car ces structures sont supportées par un champ magnétique intense.

Observation du rayonnement

Les ondes radio interagissent avec la matière principalement en mettant en mouvement les électrons au passage de l'onde électromagnétique. Ce mouvement se traduit par un courant électrique, que l'on peut mesurer. On trouve aussi des détecteurs dans le sub-millimétrique qui utilisent des bolomètres qui mesurent l'échauffement produit au passage de l'onde. Si les miroirs optiques doivent être polis de manière à ce que les défauts de surface soient petits face à la longueur d'onde étudiée, ce même principe doit être respecté pour les ondes radio. Or, la longueur d'onde est ici supérieure au millimètre, et peut atteindre le mètre voir la dizaine de mètres. De ce fait, les télescopes radio sont constitués d'une armature métallique conductrice, dont le maillage peut être très espacé sans que cela implique de perte de rayonnement (voir l'illustration 3.4).



FIGURE 3.4 – Miroir secondaire du Grand Radiotélescope de Nançay. L'installation comprend un miroir primaire orientable en altitude, ainsi qu'un foyer qui récolte les ondes radio focalisées.

3.2 Neutrinos

Les neutrinos sont une famille de particules très peu massives ($m(v_e) < 4 \times 10^{-34}$ kg), et créés lors de réactions nucléaires par exemple au cœur des étoiles. Ils ont la particularité d'interagir uniquement via l'interaction nucléaire faible : ainsi, un neutrino peut facilement traverser une grande quantité de matière baryonique sans interagir avec elle. Inaffectés par le champ magnétique, les neutrinos sont donc capables de parcourir des distances astrophysiques en ligne droite, à une vitesse proche de celle de la lumière. Un messager aussi peu altéré entre sa source et son observateur est très précieux, mais est de ce fait aussi très difficile à capturer.

La mise en œuvre de la détection de neutrinos astrophysiques nécessite des instruments de très grand volume. En France, Antares (*Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss Environmental Research*) est une installation sous-marine située au large de La Seyne-sur-Mer, et composée de plusieurs centaines de photomultiplicateurs. Lorsqu'un neutrino interagit avec l'eau de mer à proximité du télescope, un muon à haute vitesse est créé. Parce qu'il voyage plus vite que la vitesse de la lumière dans l'eau de mer, il produit un rayonnement Tcherenkov, faible, mais détectable par le télescope.

Un télescope optique observant dans le domaine visible peut récolter, en une prise de vue de quelques minutes, plusieurs centaines de milliers voir millions de photons provenant d'une étoile lambda. En comparaison, lors de l'événement SN1987A, une supernova à effondrement de cœur ayant eu lieu dans le Grand Nuage de Magellan, les installations japonaise Kamiokande et américaine IMB ont respectivement détectés 10 et 8 neutrinos provenant de la supernova. Et pourtant, les supernova font partie des sources qui produisent les flux de neutrinos les plus importants.

Dans les binaires X, les sources de neutrinos les plus prometteuses viennent de celles qui présentent des jets de particules relativistes. Ces structures, qui prennent naissance aux pôles des objets compacts accrétiants, sont propices aux chocs violents (à cause de leur vitesse extrême) et donc aux réactions nucléaires, sources de neutrinos. De plus, les rayonnements gamma produits dans les zones d'accrétion peuvent aussi participer à la désintégration de particules dans ces jets, augmentant alors le flux de neutrinos produits. Bien que l'on sache que les binaires X peuvent être des sources significatives de neutrinos, il n'empêche qu'on connaît encore mal les détails des mécanismes à leur origine : quelle est l'occurrence de ces jets dans les binaires X ? quels sont les mécanismes exacts responsables de l'accélération des particules à des vitesses relativistes ? Répondre à ces questions permettrait de mieux comprendre le fonctionnement des binaires X, et les neutrinos peuvent apporter des éléments de réponse. Pour le moment, les télescopes à neutrinos ne peuvent que donner des limites supérieures sur le flux de neutrinos de certaines binaires (Albert et al. 2017), mais cela permet déjà de rejeter certains modèles décrivant les mécanismes d'émission de neutrinos.

3.3 Ondes gravitationnelles

Cela fait plus de 100 ans que la théorie de la relativité générale prédit que l'espace-temps est capable, dans certaines conditions, d'osciller et de transporter de l'énergie sous forme d'ondes gravitationnelles (Einstein 1918). Si beaucoup de prédictions de la relativité générale ont été confirmées par l'observation depuis maintenant plusieurs dizaines d'années, les ondes gravitationnelles n'ont été observées pour la première fois qu'en 2015, exactement pour le centenaire de la théorie qui les prédisait.

On détaillait au chapitre 2 comment pouvaient naître des ondes gravitationnelles dans le cadre des systèmes binaires X. En fin de vie, les deux composantes de la binaire étant devenues des objets compacts, le système forme un quadrupôle de masses qui rayonne continuellement des ondes gravitationnelles en dissipant l'énergie de leur orbite. Les deux objets compacts finissent par entrer en collision, et fusionnent, relarguant une bouffée d'ondes gravitationnelles.

La lumière générée par la fusion de deux étoiles à neutrons (GW170817, événement vu pour la première fois par LIGO/Virgo en 2017) est aisément détectable par des télescopes optiques tradi-

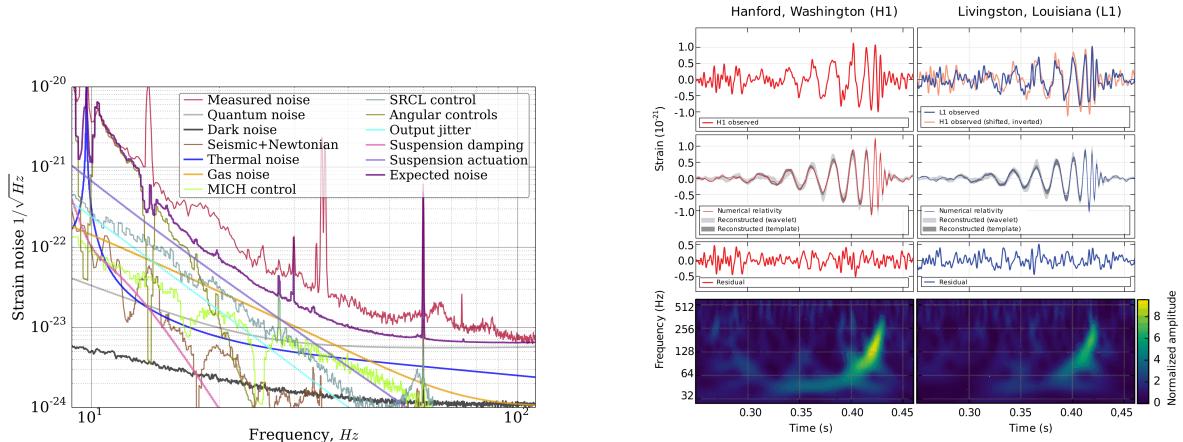
tionnels – et de diamètre raisonnable qui plus est, avec un instrument de 1 m pour celui du *Swope Supernova Survey* qui a publié la détection de la contrepartie optique de l'événement (Coulter et al. 2017). Qualifié de kilonova, sa luminosité est légèrement inférieure à celle d'une explosion de supernova.

Il en est bien autrement pour détecter les ondes gravitationnelles libérées lors d'une fusion d'objets compacts, que ce soit pour une binaire d'étoiles à neutrons ou de trous noirs. Bien qu'elles transportent une quantité colossale d'énergie, la distorsion due à leur passage est très faible car l'espace-temps est très rigide. Typiquement, la variation de la métrique locale au passage d'une onde gravitationnelle telle que pour l'événement de 2015 (Abbott et al. 2016) entraîne une variation relative des distances de 10^{-21} , ce qui, pour un détecteur comme LIGO, revient à mesurer une différence de longueur mille fois inférieure à la taille du noyau d'un atome.

Justement, les détecteurs d'ondes gravitationnelles ont été développés pour être capables de mesurer de tels effets. Ils ne mesurent pas directement la variation de la métrique, mais plutôt son effet sur la propagation d'un laser. Les détecteurs d'ondes gravitationnelles sont de ce fait des interféromètres de Michelson géants, car plus le laser parcourt une grande distance pendant le passage d'une onde, plus il sera affecté et plus facile sera la mesure de l'intensité de l'onde. Concrètement, les interféromètres mesurent une différence de temps d'arrivée de deux faisceaux laser cohérents qui, selon le décallage temporel induit par le passage d'une onde gravitationnelle, interfèrent entre-eux et produisent des franges d'interférence.

La conception d'interféromètres qui atteignent des tailles kilométriques (4 km pour LIGO/Virgo, 10 km pour des projets comme le Einstein Telescope) est un défi tant technique que matériel. Mais le problème réside surtout dans l'isolation de l'instrument. La fréquence des ondes gravitationnelles se situe dans la plage 1–100 Hz, qui est polluée par une multitude d'autres phénomènes locaux (voir fig. 3.5a) comme l'activité sismique terrestre, l'agitation thermique des miroirs... L'art de détecter les ondes gravitationnelles réside dans le fait de s'affranchir au mieux de ces polluants et d'isoler le signal astrophysique illustré en figure 3.5b. Ce signal d'une durée de moins d'une seconde correspond à la vibration de l'espace-temps engendrée par la coalescence de deux trous noirs fin 2015, qui se fait de plus en plus rapidement au fur et à mesure que la distance entre les deux astres décroît, les ondes gravitationnelles emportant l'énergie orbitale du système avec elles.

L'astronomie gravitationnelle en est encore à ses débuts. À l'heure actuelle, trois détecteurs (LIGO Hanford et Livingston, et Virgo) sont en activité périodique, oscillant entre observation et phases d'améliorations. Si d'autres interféromètres terrestres vont voir le jour dans les prochaines années (KAGRA, Ligo India, Einstein Telescope), l'étape d'après se fera dans l'espace, avec notamment le projet LISA (*Laser Interferometer Space Antenna*). Ce triple satellite occupera une formation triangulaire en orbite autour du point de Lagrange L2, formant un interféromètre titanique avec des bras de 2.5 millions de kilomètres de long. Ce projet de l'Agence Spatiale Européenne (ESA) est prévu pour un lancement horizon 2034, et permettra d'explorer une bande de fréquence inaccessible depuis le sol (0.1 mHz – 1 Hz). Cet observatoire sera capable de détecter des couples d'objets compacts bien avant leur coalescence (plusieurs mois, voire plusieurs années). Par exemple, les couples de naines blanches, qui sont des objets très difficiles à observer dans le domaine électromagnétique à cause de leur faible éclat, seront aisément détectées par le satellite LISA via leur émission d'ondes gravitationnelles.



(a) Distribution spectrale des signaux indésirables mesurés pour Virgo.

(b) Première détection d'ondes gravitationnelles par LIGO. La fusion de deux trous noirs de $\sim 30 M_{\odot}$ a été observée simultanément par les installations LIGO à Hanford et Livingston.

FIGURE 3.5 – Bruits et signaux associés aux détections d'ondes gravitationnelles. *Source : B. P. Abbott et al. (LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration)*

Conclusion

La majorité des observations astronomiques se font actuellement par le biais du rayonnement électromagnétique. De nos jours, il est possible d'avoir des informations sur une très large gamme du spectre, allant des émissions radio aux rayons gammas, bien que les moyens mis en œuvre pour détecter ces rayonnements soient très différents. L'observation de neutrinos reste un moyen actuellement très limité par la probabilité d'interaction de ces particules, et les événements donnant lieu à une émission de neutrinos détectée avec une statistique suffisante sont rares. Par exemple, seulement 8 neutrinos provenant de la supernova 1987a ayant eu lieu dans le Grand Nuage de Magellan ont été détectés au moment de l'événement (Bionta et al. 1987).

En ce qui concerne les ondes gravitationnelles, la mise en route des premiers détecteurs terrestres en 2015 a permis de prouver que l'astronomie allait subir des changements drastiques, avec notamment l'arrivée d'observations multi-messagers entre électromagnétisme et gravitation, comme réalisé en août 2017 par nombre d'instruments au sol et en orbite.

L'intérêt de l'astronomie multi-messager pour les binaires X est grand, car ce sont les objets compacts qui sont (pour le moment) les principaux émetteurs d'ondes gravitationnelles détectables. Ces ondes apportent des informations inédites sur les couples d'objets compacts, auparavant inaccessibles avec seulement le rayonnement électromagnétique. Celui-ci reste cependant un moyen éprouvé qui permet d'accéder à une multitude d'observables qui dépendent des caractéristiques intrinsèques des sources observées, qui seront brièvement décrites dans le chapitre suivant.

Références

Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2016, PhRvL, 116, 061102 [57](#)

Albert, A., André, M., Anton, G., et al. 2017, Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics, 2017, 019 [56](#)

Bionta, R. M., Blewitt, G., Bratton, C. B., et al. 1987, Physical Review Letters, 58, 1494 [58](#)

Coulter, D. A., Foley, R. J., Kilpatrick, C. D., et al. 2017, Science, 358, 1556 [57](#)

Références

Einstein, A. 1918, Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin, 154 [56](#)

Chapitre 4

Observables du domaine électromagnétique

Dans la continuité du chapitre précédent, on aborde ici les différentes observables qui ont été utilisées dans les études présentées dans ce manuscrit. On se focalisera sur le rayonnement électromagnétique, seul messager utilisé directement dans cette thèse, en détaillant les différentes manières d'acquérir des données et ce qu'il est possible d'en dériver.

4.1 Photométrie

La photométrie consiste à mesurer le flux d'une cible dans une certaine bande de longueur d'onde, dont la largeur est de l'ordre de 10 à 50% de la longueur d'onde centrale. Le système photométrique le plus répandu est celui de Johnson, constitué des bandes UBVRIJHKLMNQ, allant de 360 nm à 21 μm. Les bandes U, B, V, R et I constituent le domaine visible (fig. 4.1), J, H et K l'infrarouge proche, et L, M, N, Q l'infrarouge moyen.

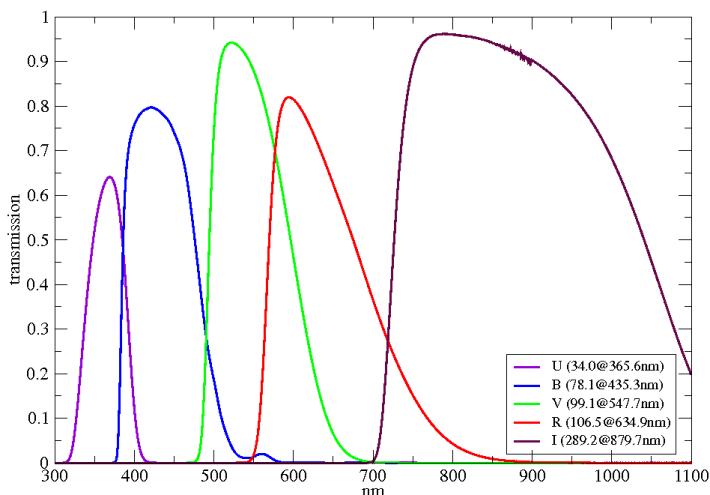


FIGURE 4.1 – Bande passante des filtres visibles UBVRI du système Johnson-Cousin. Source : AIP, STELLA 1¹

Parce que la bande passante de ces filtres est relativement large, il est possible de réaliser ces observations même pour des sources très faibles, car le rayonnement est intégré sur toute la bande lors de l'acquisition.

Ainsi, pour une observation en photométrie, la seule observable est le flux intégré dans la bande considérée. En répétant la même acquisition dans le temps, on peut obtenir une nouvelle observable qui est la variabilité de la source, toujours dans cette même bande. Observer un même objet dans plusieurs bandes différentes permet d'échantillonner sa distribution spectrale d'énergie (*Spectral Energy Distribution, SED par la suite*) à grande échelle. Recueillir cette observable est très précieux, car une SED peut être modélisée de manière à identifier la nature de(s) l'objet(s) qui émet(tent) ce continuum.

La photométrie est relativement simple à mettre en œuvre, et la réduction des données est d'autant plus facilitée. Elle permet d'avoir accès aux caractéristiques globales d'une source astronomique.

4.2 Spectroscopie

La spectroscopie permet d'avoir accès à beaucoup plus d'observables que la photométrie, car ici on décompose le rayonnement de l'objet étudié. Un spectre peut notamment donner le détail des raies en émission et en absorption qui sont dues aux différents éléments chimiques, et qui sont affectées par les conditions qui règnent dans le milieu où elles sont produites. Ces raies peuvent être produites par des transitions électroniques atomiques et moléculaires (UV, visible, nIR), ainsi que des transitions rovibrationnelles (visible, infrarouge).

4.2.1 Raies spectrales

Transitions électroniques

Considérons un atome composé d'un noyau de charge Z accompagné par un unique électron (atome hydrogénoidé). La particule (l'atome) formée par la liaison du noyau et de l'électron est une configuration favorable, qui requiert moins d'énergie pour exister que la configuration où noyau et électron sont séparés. L'électron lié au noyau peut occuper plusieurs niveaux d'énergie différents. Parce qu'ils sont dictés par la mécanique quantique, la particule ne peut pas posséder une énergie intermédiaire entre deux niveaux : l'énergie est discrétisée. Pour un atome hydrogénoidé, ces niveaux d'énergies sont formalisés par l'équation 4.1. Dans ce formalisme, n est le nombre quantique principal, qui détermine le niveau d'énergie ; il varie entre 1 et $+\infty$. Le niveau d'énergie le plus bas (comprendre, stable) est donné pour $n = 1$, et est appelé niveau fondamental. Une particule isolée va naturellement tendre vers son niveau fondamental.

$$E_n = -\frac{2\pi^2 m_e e^4}{h^2} \left(\frac{Z}{n}\right)^2 \quad (4.1)$$

Ainsi, lorsqu'un atome est excité, l'électron occupe vers un niveau $n \neq 1$ d'énergie supérieure. Il va rapidement tendre à se désexciter vers le fondamental, éventuellement en cascadiant successivement par les niveaux intermédiaires. Chaque désexcitation vers un niveau d'énergie plus bas est compensée par l'émission d'un photon qui véhicule la différence d'énergie entre les deux niveaux, qui s'écrit sous la forme :

$$h\nu_{m \rightarrow n} = E_m - E_n \quad (4.2)$$

avec $m > n$ et $\nu_{m \rightarrow n}$ la fréquence de la radiation émise. Pour chaque niveau n fixé, on peut mettre en évidence une série de raies dont les longueurs d'onde sont données par :

$$\lambda_{m \rightarrow n} = \frac{h^3 c}{2\pi m_e e^2 Z^2} (m^2 - n^2) \quad (4.3)$$

Les transitions des niveaux m vers $n = 1$ de l'atome d'hydrogène ($Z = 1$) sont regroupées sous le nom de série de Lyman ; pour $n = 2$, la série de Balmer, puis série de Paschen (3), Brackett (4), Pfund (5), et d'autres séries d'ordres supérieurs, mais que l'on rencontre rarement en astrophysique. Typiquement, la longueur d'onde des photons qui correspondent à ces séries se situe en UV, optique et infrarouge proche.

Transitions rovibrationnelles

Considérons maintenant une molécule composée d'au moins deux atomes, maintenu par une (ou plusieurs) liaison électronique. Parce qu'on ne peut plus considérer que la distribution de masse de la particule est ponctuelle, sa rotation dans l'espace contient de l'énergie (cinétique). De plus, les liaisons électroniques ne sont pas infiniment rigides, et peuvent osciller, mouvement qui lui aussi contient de l'énergie (potentielle et cinétique). Les différentes configurations de rotation et de vibration, appelées niveaux rovibrationnels, sont aussi gouvernées par la mécanique

quantique, et adoptent donc des niveaux d'énergie discrétilés, comme pour les transitions électroniques. Et comme les transitions électroniques, un niveau rovibrationnel peut se désexciter en plusieurs fois vers le niveau fondamental, ce qui forme des séries de transitions.

L'énergie libérée dans une transition électronique est typiquement plus énergétique qu'une transition vibrationnelle, qui est elle-même typiquement plus grande qu'une transition rotationnelle. Les niveaux rovibrationnels se trouvent donc principalement en infrarouges proches et moyens.

4.2.2 Transitions astrophysiques permises et interdites

Recombinaison

Proche d'une étoile, le champ électromagnétique est riche en photons UV, qui transportent assez d'énergie pour ioniser la matière. Dans le cas de l'hydrogène, l'électron ne peut subsister lié à son noyau à cause de ces UV, et ce jusqu'à une certaine distance de l'étoile. Le champ d'UV décroît en effet rapidement avec la distance car les photons sont justement absorbés par la matière. À ce moment, les électrons arrachés (excités) se recombinent naturellement avec un noyau dénudé pour former un atome, qui va à son tour spontanément revenir vers son niveau d'énergie le plus bas en émettant des photons en cascade (séries discutées précédemment).

Le passage d'un niveau d'énergie à l'autre est un processus rapide, ainsi un noyau ne passe pas plus de 10^{-8} s dans un niveau d'énergie donné.

Excitation collisionnelle

La température d'un plasma peut se voir comme la somme des mouvements microscopiques de chaque particule qui le compose. Plus la température est élevée, plus l'énergie cinétique particulière est grande. La collision entre deux particules peut faire ralentir l'une, tandis que l'autre passe dans un niveau d'énergie plus haut. Le temps entre deux collisions étant typiquement plus petit que le temps qu'il faut à un atome pour se désexciter en photon, ce processus transforme l'énergie thermique en énergie électromagnétique.

Limites de l'approximation du dipôle électrique : raies interdites

En ce qui concerne les transitions électroniques discutées plus haut, on décrit typiquement les états d'un atome en faisant l'approximation qu'il se comporte comme un dipôle électrique : une charge positive portée par le noyau, une charge négative portée par l'électron. Pour l'atome d'hydrogène, c'est un calcul exact. Par contre, plus le noyau est gros, et plus il est accompagné d'électrons, plus cette approximation s'écarte de la réalité.

Dans le cadre de l'approximation du dipôle électrique, il existe des règles de sélection qui font que la probabilité que certains niveaux se désexcitent en un autre est nulle : ces transitions sont interdites. En changeant de cadre d'approximation (quadrupôle électrique, dipôle magnétique) qui permet de mieux décrire la particule étudiée, cette probabilité devient non-nulle, mais reste très faible. Comme évoqué plus haut, une transition électronique permise se fait en environ 10^{-8} s. Pour avoir une chance d'observer une transition interdite, il faut typiquement attendre entre 10^{-2} et 10^2 s à cause de la probabilité faible de la transition. La moindre collision pendant ce laps de temps est suffisante pour désexciter la particule via une transition permise. Ainsi, les transitions interdites sont typiquement observées dans des milieux peu denses où les collisions sont plus rares.

4.2.3 Élargissement de raie

Largeur quantique et naturelle

Un des piliers majeurs de la mécanique quantique est le principe d'incertitude d'Heisenberg. Il peut se formuler de plusieurs manières différentes, mais peut se résumer à dire qu'il y a une

limite fondamentale et indépassable quant à la précision que l'on peut obtenir lors d'une mesure simultanée de deux caractéristiques physiques d'un système quantique (une particule).

La formulation qui nous intéresse ici est celle concernant l'énergie d'un niveau d'excitation d'une particule et son temps caractéristique de désexcitation :

$$\Delta E \Delta t \sim \hbar \quad (4.4)$$

Le produit de l'incertitude sur l'énergie du niveau considéré par son temps typique de désexcitation est au moins égal à la constante de Planck réduite \hbar . Ainsi, lorsqu'une transition a lieu entre deux niveaux d'énergie, le photon libéré peut avoir une fréquence dans la plage $\Delta E / h$. C'est la largeur quantique d'une transition.

Parce que le temps Δt considéré est un temps typique (une probabilité exponentielle avec le temps), l'influence de cette largeur quantique d'une transition sur le profil spectral de la raie émise va se traduire par une distribution Lorentzienne des fréquences émises autour du niveau d'énergie de référence, dont la largeur en fréquence est appelée largeur naturelle. Un milieu exempt de toute interactions ne pourra pas émettre des raies plus fines que cette largeur, car elle est fondamentale. En pratique, c'est une situation très improbable en astrophysique.

Mouvement thermique

En effet, le rayonnement électromagnétique possède les mêmes propriétés qu'une onde. De ce fait, si la source du rayonnement est en mouvement par rapport à l'observateur, la fréquence de la radiation perçue sera différente de la fréquence émise : c'est l'effet Doppler. Or, à partir du moment où un milieu a une température différente du zéro absolu, les particules qui le composent sont en mouvement, et leur vitesse de déplacement augmente avec la température suivant une distribution de Maxwell-Boltzmann. Par exemple, dans un milieu en équilibre thermique à la température T , la vitesse la plus probable s'écrit :

$$v = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} \quad (4.5)$$

avec m la masse des particules et k_B la constante de Boltzmann. À température ambiante, la vitesse typique d'une molécule de dioxygène est de 400 m s^{-1} . Pour un noyau d'hydrogène à la surface du Soleil, cette vitesse peut atteindre 10 km s^{-1} . L'effet Doppler thermique intervient donc dans le profil d'une raie spectrale en l'élargissant d'un facteur en fréquence (voir eq. 4.6).

$$\Delta v_D = \frac{v_0}{c} \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} \quad (4.6)$$

Le profil dû uniquement à un élargissement par effet Doppler thermique est gaussien.

4.2.4 Décalage spectral

Toujours par effet Doppler, le déplacement relatif d'une source astrophysique par rapport à l'observateur induit un décalage spectral ; si la source se déplace vers l'observateur, ce décalage a lieu vers les hautes énergies (décalage vers le bleu), et inversement ce décalage a lieu vers le rouge (*redshift*) lorsque la source se déplace dans le sens opposé. Pour des sources extragalactiques, l'expansion de l'univers tend à décaler leur rayonnement vers le rouge. Pour des sources galactiques, c'est le mouvement propre au sein de la Voie Lactée qui va dominer ce décalage.

Profil de raie en P-Cygni Comme évoqué au chapitre 1, certaines étoiles sont assez lumineuses pour produire un vent de matière permanent. Cette matière est éclairée de l'intérieur par la photosphère de l'étoile, et peut absorber ce rayonnement. Parce que le vent a une vitesse non-nulle par rapport à la surface de l'étoile (la vitesse d'expansion du vent), la longueur d'onde d'émission sera différente de la longueur d'onde d'absorption. On schématisé en figure 4.2 la situation, qui

dans ce cas, du point de vue de l'observateur, pourra produire des raies dites en profil P-Cygni (du nom de la première étoile identifiée comme variable lumineuse bleue, ou *LBV*). Ces raies sont la somme de l'émission provenant de la zone éclairante (ici, la surface de l'étoile) et de l'absorption dans le milieu en mouvement (vent stellaire en expansion). Du point de vue de l'observateur, le milieu en expansion se déplace vers lui : l'absorption sera décalée par effet Doppler vers le bleu.

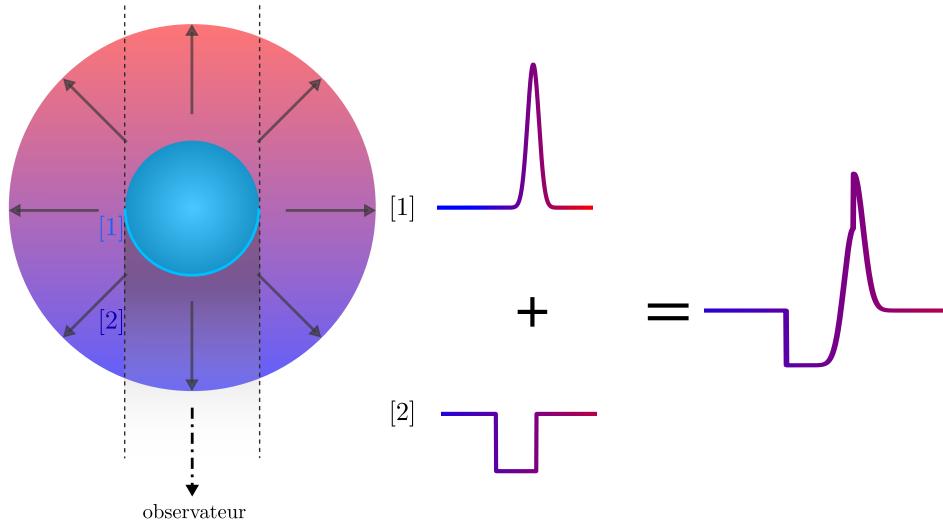


FIGURE 4.2 – Formation d'un profil P-Cygni. Du matériel en expansion (vent stellaire, 2) éclairé de l'intérieur (photosphère, 1) absorbe ce rayonnement dans la ligne de visée, donnant une dépression décalée vers le bleu par effet Doppler. *Source : Le Graphiste du Dimanche*.

Il est aussi possible d'observer des profils P-Cygni inversés, avec une absorption décalée vers le rouge, par exemple dans le cas d'étoiles en formation qui accrètent de la matière.

4.2.5 Largeur équivalente

On a vu que les raies spectrales peuvent être élargies et/ou décalées en longueur d'onde par différents mécanismes physiques. Ainsi, le flux au pic d'émission de la raie n'est pas représentatif de l'intensité totale de celle-ci. De plus, les raies sont issues d'un traitement du continuum par les espèces chimiques responsables de la transition. De ce fait, l'intensité totale d'une raie doit être calculée en prenant en compte ses déformations ainsi que le niveau local du continuum.

Un moyen plus représentatif d'estimer cette intensité est de calculer la largeur équivalente de la raie. La définition mathématique est la suivante :

$$W_{eq} = \int_0^{+\infty} (1 - \frac{F(\lambda)}{F_c}) d\lambda \quad (4.7)$$

avec $F(\lambda)$ le flux du spectre à la longueur d'onde λ et F_c celui du continuum uniquement. La largeur équivalente est homogène à une longueur, et avec cette définition elle est positive pour une raie d'absorption ($F(\lambda) < F_c$) et négative pour une raie en émission ($F(\lambda) > F_c$). Concrètement, cela représente la largeur qu'aurait la raie si elle possédait un profil purement rectangulaire, et si elle allait du continuum jusqu'au zéro en flux (voir fig. 4.3), et ce tout en conservant la même surface comprise entre le profil de raie et le continuum.

Dans la pratique, le profil d'une raie se confond avec le continuum au bout de quelques fois sa largeur à mi-hauteur. On peut donc significativement restreindre l'intervalle d'intégration sans pour autant commettre une grande erreur dans l'estimation de W_{eq} .

La largeur équivalente est directement proportionnelle à la quantité d'espèce chimique responsable de la transition, indépendamment de sa forme. On peut donc s'en servir pour comparer l'intensité de raies aux profils différents et issus d'espèces différentes.

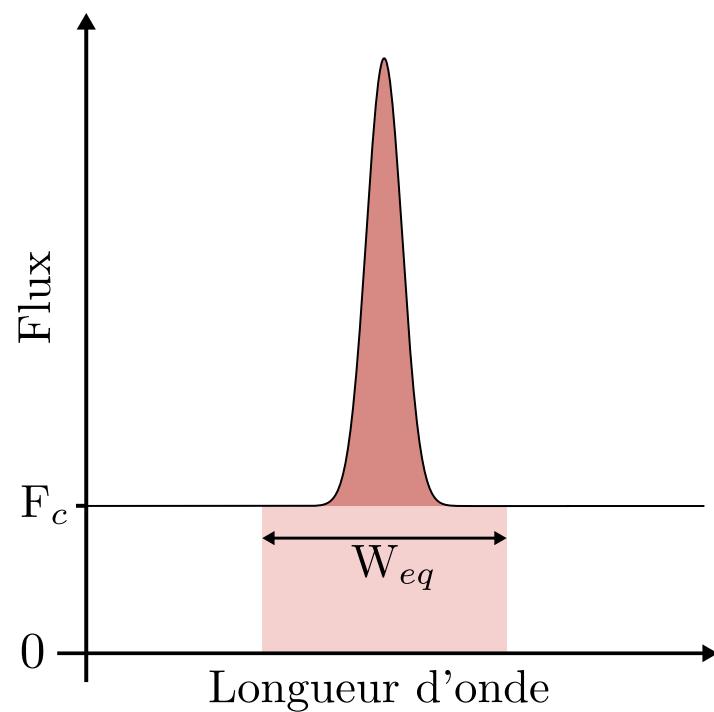


FIGURE 4.3 – Largeur équivalente de raie. Les surfaces en rouge foncé et rouge claire sont égales. *Source : Le Graphiste du Dimanche.*

Deuxième partie

Recenser les systèmes binaires X connus

Table des matières

Introduction de la deuxième partie	71
5 Recensement : catalogues, corrélations croisées et mises à jour	73
5.1 Les catalogues	73
5.1.1 Le catalogue des sources <i>INTEGRAL</i>	73
5.1.2 Les catalogues dédiés binaires X	73
5.1.3 BlackCAT	74
5.2 Corrélation croisée	74
5.3 Corrélation avec l'Observatoire Virtuel	74
5.3.1 Croisement des sources	74
5.3.2 Limites de la méthode de croisement	75
5.4 Projet Gaia \otimes HMXB	75
5.4.1 Motivations du projet et impact sur le recensement	76
5.4.2 HMXBs : vérification et mise à jour des informations	76
5.4.3 À la recherche des contreparties Gaia DR2	77
5.4.4 Déclassement de candidats HMXB en étoile active	78
5.5 Résultats du recensement des binaires accrétantes	78
5.5.1 Détails des binaires de grande masse	79
Conclusion de la deuxième partie	83
La liste des binaires X dans la Voie Lactée et les Nuages de Magellan	85

Introduction de la deuxième partie

Petit historique des catalogues astronomiques...

Les premières listes d'objets astronomiques sont des catalogues d'étoiles, et apparaissent vers -400 av. J.C en Asie, en Grèce puis au Moyen-Orient pendant le Moyen-Âge. Le premier catalogue moderne est attribué à Johann Bayer, qui par ailleurs est l'inventeur de la désignation des étoiles d'une constellation suivant l'alphabet grec et selon leur éclat décroissant.

Plus tard, Charles Messier cherche à identifier des comètes et se propose alors d'établir une liste d'objets célestes qui y ressemblent, mais qui n'en sont pas – une liste rouge en quelque sorte. Il publie la première édition du "Catalogue des nébuleuses et des amas d'étoiles" en 1774 ([Messier 1774](#)), qui compte aujourd'hui 110 objets. Typiquement, ce sont des sources qui apparaissent diffuses à l'œil nu ou avec les instruments de l'époque, mais qui sont immobiles par rapport aux étoiles voisines. Il s'agit majoritairement de nébuleuses diffuses, de nébuleuses planétaires, d'amas ouverts, d'amas globulaires et de galaxies, tous issus de ce qu'on appelle en astronomie amateur le ciel profond, région qui désigne tout ce qui est situé en dehors de notre système solaire.

Ce catalogue n'est plus utilisé que dans le domaine amateur, comme base de référence pour trouver des objets facilement observables avec des instruments de taille modeste. Car si chacun des objets du catalogue Messier a un intérêt scientifique, le catalogue en lui-même en possède peu. La raison la plus importante est que le seul critère d'appartenance au catalogue est basé sur ce que les objets observés ne sont pas : en l'occurrence, pas des comètes. Ces objets ne sont donc pas regroupés sur une base de caractéristiques intrinsèques communes. De plus, le catalogue en lui-même ne recense que la position des sources dans le ciel et leur nature (bien qu'approximative pour certaines d'entre-elles à l'époque).

Un catalogue de sources astronomiques peut pourtant devenir un outil puissant, à condition qu'il soit réalisé à partir de critères objectifs et qu'il prodigue des mesures sur une ou plusieurs observables effectuées de manière comparable sur toutes les sources. Un exemple récent est celui du catalogue publié par la collaboration Gaia ([Collaboration et al. 2018](#)), qui compte presque 1.7 milliard d'étoiles et donne des mesures de magnitude visible, de parallaxe, de vitesse propre et de vitesse radiale. L'objectivité de ce catalogue est prouvée par le fait qu'on peut l'utiliser pour étudier des aspects de l'astrophysique très différents (cartographie des étoiles et du milieu interstellaire, mouvements imprégnés après l'explosion de supernova, etc) car la nature des informations qui y sont répertoriées n'est pas sujette à interprétation. Ces données sont en effet uniquement des mesures, indépendantes de tout modèle astrophysique.

Depuis la découverte du premier système binaire accrétant en 1962 ([Giacconi et al. 1962](#)), des missions spatiales dédiées dans le domaine des hautes énergies (OAO, TD1, UHURU, Granat, Exosat...) permettent des découvertes continues de nouvelles sources X dont certaines sont des systèmes binaires. La première référence de catalogue de binaires X qu'on peut trouver revient à [Ritter \(1984\)](#), qui comporte une liste de systèmes de faible masse ainsi que de variables cataclysmiques, mais c'est [van Paradijs \(1995\)](#) qui publie le premier catalogue comprenant des binaires X de faible et grande masses.

Motivations

Le catalogage de binaires X est une tâche un peu particulière. D'une part, la succession de satellites X/gamma de plus en plus performants depuis les dernières décennies a permis de découvrir continuellement de nouvelles sources. D'autre part, la nature variable des systèmes accrétaux fait que même avec le plus performant des observatoires, il est nécessaire pour certaines binaires d'entrer en sursaut d'activité avant que nous puissions les détecter. De plus, l'identification de la nature d'une source de rayons X nécessite un suivi optique ou infrarouge pour lever toute am-

biguïté sur sa nature (ce qui fait notamment l'objet de la partie III). Ainsi, nombre de sources X déclarées comme des binaires en premier lieu se sont fait reclasser par la suite en noyau actif de galaxie, et inversement. C'est aussi vrai pour la catégorisation entre binaires de faible et de grande masse, ainsi qu'entre variables cataclysmiques.

Au rythme actuel, rassembler l'état des connaissances sur les binaires X sous forme de catalogue est donc sujet à des changements assez rapides. On propose dans cette partie d'effectuer un recensement des binaires accrétantes, en prenant comme base les catalogues pré-existants et en mettant à jour, du mieux possible, les informations de base concernant ces sources. Ce projet est initialement parti d'une volonté de faire un état des lieux au début de la thèse, pour se familiariser avec les sources connues et avoir une base de données personnelle qui pourrait servir de support pour d'autre études. Ce travail s'est finalement déroulé tout le long de la thèse, bénéficiant de mises à jour ponctuelles, pour finir par être partiellement utilisé comme base dans un projet annexe (dirigé par Federico Garcia) portant sur une étude de population de binaires de grande masse.

On commencera donc par présenter les catalogues qui nous serviront de base en section 5.1, puis on donnera quelques détails concernant la corrélation croisée de ceux-ci en section 5.2. On verra ensuite comment le croisement avec les données de l'Observatoire Virtuel (section 5.3) nous a amené à effectuer une mise à jour un peu plus pointue des informations sur les binaires X de grande masse, et plus particulièrement de voir comment le satellite Gaia peut contribuer à leur catalogage (section 5.4), pour enfin conclure sur ce projet de recensement.

Chapitre 5

Recensement : catalogues, corrélations croisées et mises à jour

5.1 Les catalogues

5.1.1 Le catalogue des sources *INTEGRAL*

Depuis le lancement du satellite *INTEGRAL* en 2003, plusieurs catalogues des sources détectées ont été publiés ([Bird et al. 2006, 2007, 2010](#)), et le dernier en date ([Bird et al. 2016](#)) contient 939 sources. Typiquement, on peut séparer ces sources en deux catégories : les sources persistantes (820) et les sources transitoires (119). Leur nature est très variable, car on y retrouve en effet des noyaux actifs de galaxies, des binaires X (LMXB, HMXB), des variables cataclysmiques (CV), des rémanents de supernova, des pulsars, des sursauts gamma, et même une détection associée à un nuage moléculaire. Cependant, ce sont bien les sources accrétantes qui dominent le catalogue (70%). Une autre population importante de ce catalogue (23%) est constituée de sources de nature inconnue.

Les mesures données dans le catalogue concernent la position des sources, leur flux moyen dans deux des bandes couvertes par l'imageur IBIS du satellite (20–40 keV et 40–100 keV) et leur variabilité. Concernant le type de source, il est principalement issu d'études indépendantes, qui au fur et à mesure du temps ont régulièrement reclasées certaines sources notamment grâce à des suivis optiques/infrarouges, très complémentaires des observations aux hautes énergies car ils viennent sonder des régions qui permettent de différencier la nature des sources (rayonnement stellaire, disque d'accrétion...). L'identifiant de chaque source est aussi un élément important du catalogue. La règle générale consiste à garder le nom associé à la première détection en X/gamma de la source ; lorsqu'*INTEGRAL* découvre une nouvelle source, on lui attribue le préfixe IGR suivi de ses coordonnées sexagésimales (IGR JHHMM–DDMM). On verra notamment par la suite que l'identifiant d'une source est une manière efficace de la tracer.

5.1.2 Les catalogues dédiés binaires X

La référence du catalogage de binaires accrétantes dans la Voie Lactée et les nuages de Magellan revient à Q.Z. Liu, J. van Paradijs et E. van den Heuvel, qui ont publié les derniers catalogues de binaires X de faible et grande masse encore utilisés aujourd'hui ([Liu et al. 2000, 2006, 2007](#)). Les premières versions se veulent être une mise à jour du catalogue de [van Paradijs \(1995\)](#). Ces catalogues consistent en une compilation exhaustive des caractéristiques de sources identifiées comme des binaires accrétantes, avec notamment leur position, identifiants, photométrie optique et flux en X mous, période orbitale, détection (ou non) de pulsation.

Par exemple, la quatrième édition de leur catalogue de binaires X de faible masse ([Liu et al. 2007](#)) recense 187 systèmes en s'appuyant sur une compilation d'informations provenant de plus de 1 750 publications portant sur des observations allant de la radio aux X/gamma. Le catalogue inclus donc beaucoup d'informations additionnelles sur chaque source, par exemple comme la présence de raies d'absorption dans leur spectre X, la détection de sursauts, ou la référence de spectres optiques/infrarouge.

Les auteurs insistent cependant sur le fait qu'une partie des sources qu'ils présentent sont encore entachées d'une certaine ambiguïté concernant leur nature. Dans le cas du catalogue de LMXB [Liu et al. \(2007\)](#), leur catégorisation en binaire de faible masse vient, dans certains cas, uniquement de leur similarité de comportement aux hautes énergies avec les autres binaires formel-

lement identifiées. Il est donc suggéré de prendre en compte toutes les campagnes futures d'identification qui viendront nécessairement compléter ce catalogue.

D'un autre côté, cette étude a aussi été l'occasion de rectifier l'association à tort de contreparties optique/infrarouge aux détections X, ou bien de déterminer que certaines LMXBs qui apparaissent dans les versions antérieures du catalogue sont en fait des binaires de grande masse ou même des sources extragalactiques.

5.1.3 BlackCAT

BlackCAT est un catalogue évolutif en ligne qui vise à regrouper les candidats trou noir de masse stellaire qui sont au sein d'un système binaire X ([Corral-Santana et al. 2016](#)). Sur les 59 systèmes publiés, 18 ont bénéficié d'un suivi en vitesse radiale et la présence d'un trou noir a donc été certifiée sans ambiguïté grâce à la détermination d'une masse dynamique. Les autres candidats apparaissent dans ce catalogue encore une fois à cause de leur comportement général (variabilité à haute énergie, alternance entre sursaut et quiescence...). Ainsi, il n'est pas exclu que certains d'entre eux s'avèrent être en réalité des systèmes binaires avec une étoile à neutrons plutôt qu'un trou noir. Cependant, cette distinction n'est pas la plus importante dans ce projet, car nous nous focalisons surtout sur la masse de l'étoile compagnon plutôt que sur la nature de l'objet compact accréter.

5.2 Corrélation croisée

Les catalogues que l'on utilise ont été réalisés par des équipes indépendantes dans des buts différents, et les informations qu'ils regroupent ne sont pas homogènes entre elles. Pour regrouper ces sources afin de créer un inventaire le plus complet possible, il faut procéder avec une certaine précaution. Nous avons donc effectué la corrélation des catalogues en plusieurs étapes afin de notamment minimiser les doublons.

Tout d'abord, nous avons corrélé les différents catalogues par la position de chaque source pondérée par leur cercle d'erreur. C'est le logiciel TOPCAT ([Taylor 2005](#)) qui a été utilisé pour cette opération. Typiquement, ce sont les sources du catalogue *INTEGRAL* qui ont la moins bonne localisation spatiale, puisqu'elles sont issues de détection en X durs et gammes ; cependant, cela permet d'avoir rapidement une bonne idée des sources communes avec les autres catalogues. Dans un second temps, la liste obtenue après la corrélation par position a été auto-corrélée selon les différents identifiants pour détecter les doublons résiduels.

On notera que déjà à ce stade, nous avons pris en compte les résultats présentés en partie III ([Fortin et al. 2018](#)), qui sont trop récents pour avoir été considérés dans les catalogues utilisés au moment de leur réalisation. Bien que les variables cataclysmiques n'appartiennent pas à la catégorie des binaires X, nous incluons tout de même celles détectées en X durs par le satellite *INTEGRAL* dans le recensement, notamment car celles dont la nature est encore ambiguë pourraient s'avérer être des binaires de grande masse, et inversement (voir les discussion et résultats de la partie III section 8.2.2 qui confirment qu'il y a déjà eu des confusions entre HMXBs et CVs).

5.3 Corrélation avec l'Observatoire Virtuel

5.3.1 Croisement des sources

Afin de récupérer un maximum d'informations complémentaires sur ces binaires X et surtout pour mettre à jour les coordonnées de leurs contreparties, nous avons aussi procédé à une corrélation croisée entre notre liste de sources avec l'Observatoire Virtuel du Centre de Données Astronomiques de Strasbourg (CDS), et notamment depuis la base de données Simbad ([Wenger et al. 2000](#)).

Après plusieurs tests de corrélations, nous avons conclu que la meilleure manière de rapatrier de manière fiable les données de Simbad était d'effectuer une corrélation en utilisant le (ou

les) identifiant(s) de chaque source. En effet, les informations sur les coordonnées des sources étant très inhomogènes et sujettes à changements dans la base Simbad (avec une traçabilité parfois difficile à remonter), la corrélation avec cette méthode retourne de nombreux doublons et de multiples faux-positifs.

Par contre, en ce qui concerne les identifiants d'une source, la base Simbad garde une très bonne traçabilité sous la forme d'une liste exhaustive de tous les identifiants disponibles. Nous possédons jusqu'à 3 identifiants différents pour chaque source, ce qui permet d'ajouter à la fiabilité de la corrélation.

5.3.2 Limites de la méthode de croisement

Cette opération de croisement entre notre liste de binaires et la base de données Simbad montre que cette dernière est un outil puissant lorsque l'on travaille avec un nombre conséquent de sources bien documentées, car on y retrouve aisément nos sources avec en plus nombre de références prodiguées par l'Observatoire Virtuel sur des mesures de position, parallaxe, vitesse radiale, photométrie et type spectral.

Cependant, on voit vite les limites des informations compilées dans Simbad, surtout concernant des sources comme les nôtres qui sont régulièrement réobservées. En effet, la mise à jour des informations d'une source sur Simbad peut être décalée de plusieurs années par rapport à la date de publication des résultats observationnels, et c'est particulièrement vrai pour les binaires X peu connues.

Par exemple, le type spectral répertorié est parfois très approximatif et la référence citée ne détaille pas la méthode utilisée pour le dériver, alors qu'il existe dans la littérature des études récentes qui précisent ces informations. Il arrive aussi très souvent qu'aucune référence ne soit donnée concernant la position de la source, et que l'incertitude de localisation ne soit pas précisée. Prenons l'exemple de RX J1744.7–2713, une binaire de grande masse apparaissant dans [Liu et al. \(2006\)](#). Au moment de faire la corrélation, on a facilement retrouvé cette source dans Simbad, et son type spectral été répertorié en OB+e d'après [Stephenson & Sanduleak \(1971\)](#), qui est une liste d'étoiles lumineuses établie à partir d'observations sur plaques photographiques il y a près de 50 ans. Il existe pourtant une référence bien plus récente ([Lopes de Oliveira et al. 2006](#)) qui donne une estimation plus précise du type spectral de la source (B0.5V-IIIe) et ce en se basant sur l'étude de son spectre optique, détaillée dans l'article cité.

Ainsi, nous avons donc conclu que si les informations issues de Simbad sont fiables de manière générale, c'est moins vrai lorsque l'on s'intéresse à une source en particulier. Pour notre recensement de binaires X, le plus important est d'être confiant sur la chaîne d'association de contreparties des gammas à l'optique/infrarouge, et d'avoir une estimation robuste du type spectral de l'étoile compagnon du système, qui nous permet de la catégoriser facilement en LMXB, HMXB ou CV.

5.4 Projet Gaia \otimes HMXB

À ce stade, la question suivante s'est posée : est-ce que notre recensement peut-être utile en l'état, ou est-ce que nous devrions aller plus loin et minutieusement chercher l'ensemble des informations disponibles pour chaque source? Cette question est légitime, car au départ ce projet n'a jamais prétendu aboutir à un catalogue complet, mais plutôt à un recensement simple qui permettrait de faire le point sur la population actuelle de binaires X connues. Mais nous avons pris conscience de l'utilité que pourrait avoir un catalogue exhaustif et à jour, notamment lorsque Federico Garcia a intégré notre équipe en tant que post-doc, et a commencé à travailler sur l'étude du kick natal subi par les systèmes binaires X de grande masse. Il a été noté que le travail de recensement effectué pourrait être une base très intéressante pour ce projet et que chacunes des parties bénéficierait d'une collaboration.

5.4.1 Motivations du projet et impact sur le recensement

Les binaires X de grande masse sont composées d'une étoile à neutrons ou d'un trou noir en orbite autour d'une étoile massive. L'objet compact étant passé par un événement de supernova (quoique pas forcément dans le cas d'un trou noir), le système entier peut se trouver propulsé par l'explosion à une vitesse qui se démarque de celle qui lui est imprimée à sa naissance : c'est le *kick* natal de la binaire.

Connaitre l'ampleur de ce *kick* permettrait notamment d'avoir une meilleure idée de comment se forment les systèmes binaires, mais aussi comment ils peuvent se rompre prématurément. On pourrait alors mieux expliquer la population de binaires X constatée et la confronter aux populations d'étoiles massives et de pulsars isolés qui voyagent à grande vitesse dans la Galaxie (*runaway pulsars*).

Le recensement effectué serait donc une base pour récupérer le maximum de binaires X de grande masse connues dans la Voie Lactée et faire une étude statistique pour déterminer la probabilité qu'elles aient subit un *kick* natal significatif ou non. Pour cela, il nous faut au minimum une position dans la galaxie et le vecteur vitesse de la source, ce qui représente 6 informations. Pour la position, il faut récupérer des coordonnées précises dans le plan du ciel ainsi que la distance de la source. Pour la vitesse, on peut aussi se servir de son mouvement apparent dans le plan du ciel, mais à cela il faut ajouter la vitesse radiale.

Toutes ces informations sont potentiellement disponibles dans le deuxième *Data Release* du satellite Gaia, qui se spécialise dans l'astrométrie de précision, la mesure de parallaxe et de mouvement propre, ainsi que pour certaines sources la mesure de la vitesse radiale (Collaboration et al. 2018). Cependant, pour cette dernière, les mesures Gaia ne donnent qu'une valeur à une certaine date : selon le rapport des masses, l'excentricité, l'inclinaison du plan orbital et la phase orbitale exacte au moment des observations, une unique mesure ponctuelle de la vitesse radiale dans un système binaire n'a aucune raison d'être représentative de la vitesse radiale de son centre de masse. Or c'est cette vitesse qui permet de remonter à l'impact du *kick* natal, en supposant que l'on puisse associer la binaire avec un site de formation dont la vitesse moyenne est connue. La mesure de la vitesse radiale devra donc provenir d'autres études, indépendantes de Gaia, qui auront effectué un relevé de la vitesse radiale sur plusieurs orbites.

5.4.2 HMXBs : vérification et mise à jour des informations

Pour commencer, nous avons procédé à une vérification individuelle de la chaîne de contreparties pour chaque binaire répertoriée comme HMXB dans notre recensement. Cela commence par la recherche de la détection à haute énergie, d'éventuels suivis en X puis la confirmation de la contrepartie optique et/ou infrarouge. On passe pour cela par différents services en ligne d'exploration des catalogues de sources *XMM-Newton*¹ (Rosen et al. 2016), *Swift* (Evans et al. 2014) et *Chandra* (Evans et al. 2010) pour s'assurer de la bonne détection dans les X et confronter la position de la source de haute énergie avec celle de la contrepartie annoncée dans les catalogues ainsi que dans Simbad. Une fois que les informations concordent, on retient la meilleure détermination de la position, qui vient majoritairement de la contrepartie trouvée dans 2MASS (Skrutskie et al. 2006) (précision de l'ordre de 100 mas) mais aussi parfois de détections en radio/submillimétrique (précision inférieure à 10 mas).

Ensuite vient la confirmation du type spectral de la source. Nous avons choisi comme critère de fiabilité que l'on ne retiendrait que les types spectraux dérivés à partir d'une ou plusieurs observations spectroscopiques en optique/infrarouge, publiées dans la littérature.

Enfin, nous avons aussi cherché pour chaque source si il existait des références concernant des suivis optiques/infrarouges pour l'étude de la vitesse radiale du système, et notamment la détermination d'une solution orbitale. Dans ce cas, cela nous donne en effet accès à la période, la vitesse radiale du centre de masse du système, à l'excentricité et parfois aux masses des compo-

1. <http://xmm-catalog.irap.omp.eu>

santes. Ces études sont extrêmement précieuses et il est important de les répertorier systématiquement si elles existent.

5.4.3 À la recherche des contreparties Gaia DR2

La précision astrométrique de Gaia est telle que les contreparties qu'on trouve dans sa base de données ont souvent une erreur telle que leur position n'est pas forcément compatible avec la position de la contrepartie 2MASS en infrarouge proche. Ce décalage provient d'une erreur systématique entre les deux bases de données. Nous avons constaté qu'en élargissant la zone de recherche dans Gaia à un cercle de 0.5" autour d'une source, on trouve (quand elle est détectée) systématiquement une contrepartie Gaia, elle aussi compatible avec les positions données aux hautes énergies.

Il arrive par contre que plusieurs sources Gaia soient présentes très proches les unes des autres autour d'une de nos sources. Ainsi, pour attribuer une contrepartie Gaia aux HMXBs de notre liste, nous avons décidé que ne seraient retenues que celles qui sont à la fois compatibles avec l'erreur systématique évoquée ci-dessus, mais aussi isolées à au moins 0.5" d'arc de toute autre source Gaia dans le champ pour garantir l'unicité de la contrepartie. Dans le cas contraire, on ne saurait effectivement pas attribuer une contrepartie Gaia unique.

L'association d'une contrepartie Gaia s'est faite en majorité via Simbad, qui encore une fois est très performant de manière générale concernant le référencement des sources selon leurs identifiants. Les contreparties Gaia trouvées de cette manière remplissent notamment les critères énoncés ci-dessus. Pour le reste des HMXBs restées sans contrepartie après la requête automatique via Simbad, nous avons procédé à une recherche manuelle pour compléter les contreparties manquantes. Sur les 149 HMXBs recensées, la recherche automatique via Simbad a permis de retrouver la contrepartie Gaia de 88 sources, tandis que la recherche manuelle en ajoute 19 qui rentrent dans nos critères. On montre en figure 5.1 la distribution des incertitudes de position, où l'on peut voir que le satellite Gaia obtient les deuxièmes meilleures performances astrométriques, seulement dépassée par les observatoires radio en interférométrie.

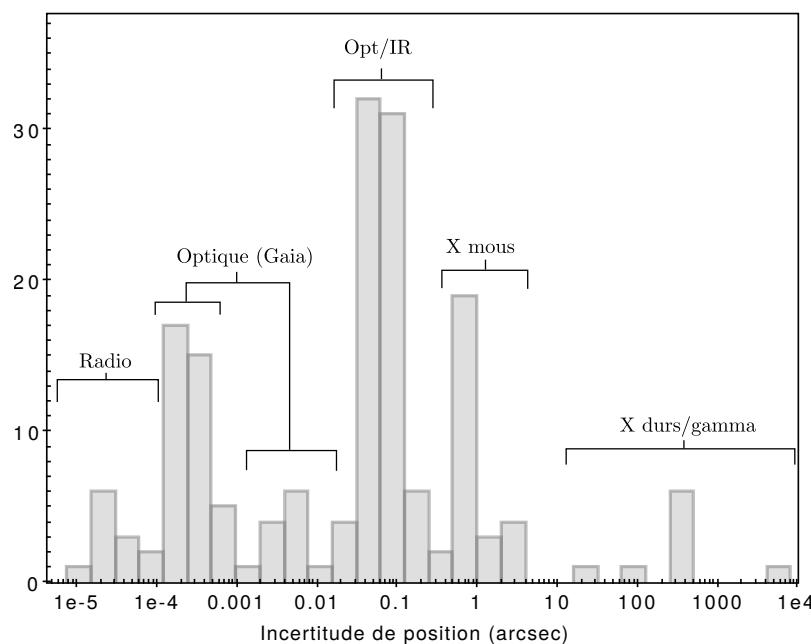


FIGURE 5.1 – Distribution de l'incertitude astrométrique sur la position des binaires recensées.

5.4.4 Déclassement de candidats HMXB en étoile active

La corrélation avec les données Gaia nous donne accès à la mesure de parallaxe des contreparties, et donc nous permet de dériver une estimation de la distance. En regardant globalement la distribution des parallaxes des contreparties Gaia, il a été noté que certaines d'entre-elles sont localisées à moins de 700 pc, sans pour autant être détectées en X mous par *Swift*, *XMM-Newton* ou bien *Chandra* (voir la liste 5.1). Le dernier catalogue INTEGRAL en date² donne cependant le flux en X de ces sources ; le tableau 5.1 donne la valeur de la luminosité X calculée entre 2–10 keV en faisant l'hypothèse d'un rayonnement isotrope à la distance mesurée par Gaia. D'après Grimm et al. (2002), les HMXBs de la Voie Lactée ont une luminosité moyenne de $2\text{--}4 \times 10^{38}$ erg s⁻¹ entre 2 et 10 keV, ce qui place les quatres sources du tableau 5.1 à au moins 7 ordres de grandeur en-dessous de la moyenne. Ainsi, en considérant leur très faible luminosité en X mous, il semble peu probable que ces sources soient des binaires X de grande masse. Leur type spectral étant bien contraint, il est par contre tout à fait possible qu'elles soient simplement des étoiles massives, isolées, qui présentent une activité accrue dans les X. Sans argument supplémentaire qui puisse supporter l'hypothèse de binaires (période, sursauts...), nous choisissons de ne pas les faire apparaître dans notre recensement.

TABLEAU 5.1 – Candidats HMXBs classées en étoiles actives.

Source	Type Spectral	Distance (pc)	$L_X(2\text{--}10 \text{ keV})$ (erg s ⁻¹)
1H 0739-529	B7 IV-Ve	650 ± 20	3.3×10^{31}
1H 0749-600	B8IIIe	660 ± 200	3.4×10^{31}
1H 1253-761	B7Vne	213 ± 2	3.1×10^{30}
1H 1255-567	B5Ve	112 ± 3	1.1×10^{30}

5.5 Résultats du recensement des binaires accrétantes

Ce sont en tout 442 binaires que nous recensons, tout type confondu (voir 5.2). On note que pour 11 d'entre elles il existe encore une ambiguïté entre faible et grande masse. Pour le reste, on compte 148 binaires X de grande masse, 219 binaires X de faible masse, et 64 variables cataclysmiques (issues du catalogue *INTEGRAL* uniquement). On donne la liste de ces systèmes dans les tables 5.2, 5.3 et 5.4. Bien que les HMXBs aient bénéficié d'un travail supplémentaire de mise à jour et corrélation avec les données Gaia, nous ne donnerons que la liste des binaires avec les coordonnées les mieux contraintes de leur contrepartie respective. En effet, comme expliqué en introduction, ce projet n'a pas la prétention de construire un catalogue mais bien de faire un état des lieux général. Le sous-échantillon de HMXBs retenu pour l'étude du *kick* natal sera disponible dans Garcia et al. (*in prep.*).

On présente en figure 5.4 la position de chacune des binaires recensées, séparées selon qu'elles sont des LMXBs (5.4a), des CVs (5.4b) ou des HMXBs (5.4c). On remarque une concentration de LMXBs dans le centre galactique, et plus particulièrement dans le bulbe, qui est défini par la région bombée de la galaxie contenue dans un rayon de 3.5 kpc autour de son centre (Ness et al. 2013). Pour les CVs, on ne note pas de tendance particulière, mis à part qu'elles sont majoritairement situées à $\pm 15^\circ$ du plan galactique ($\sim 75\%$). Les HMXBs elles sont regroupées dans le plan galactique, sauf pour celles détectées dans les Nuages de Magellan (voir la discussion en section 5.5.1).

2. <https://www.isdc.unige.ch/integral/catalog/latest/catalog.html>

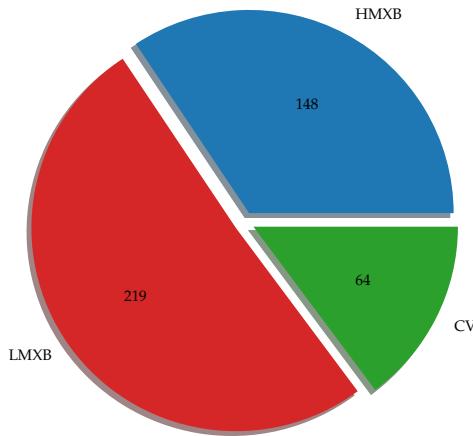


FIGURE 5.2 – Répartition des types de binaires recensées.

5.5.1 Détails des binaires de grande masse

À l'heure actuelle, nous recensons 148 HMXBs dont 55 possèdent une chaîne de contreparties sans ambiguïté des X au domaine optique, et disposent d'une identification spectrale claire du type de l'étoile compagnon. Cependant, si on relâche la contrainte sur la précision du type spectral, ce sont 117 HMXBs qui possèdent une contrepartie optique/infrarouge localisée à moins de 0.2" (auxquelles on peut ajouter 16 qui ont seulement une contrepartie en X mais avec une précision inférieure à la seconde d'arc). Dans le reste des candidates, 7 ont une localisation en X moins précise que 4" mais ne permettant pas d'isoler une unique contrepartie optique/infrarouge ; les 7 HMXBs restantes ont, pour le moment, seulement été détectées en X durs et/ou gamma et la précision de leur localisation va de 30" à plus de 6'.

On illustre en figure 5.4c la position des HMXBs recensées en coordonnées galactiques. On remarque que mis à part les binaires situées dans les Nuages de Magellan, seules deux d'entre-elles se trouvent à plus de 10° du plan galactique. Pour celles qui ont une contrepartie Gaia, on peut déterminer une estimation de leur hauteur h au-dessus du plan galactique en fonction de leur latitude b et de leur parallaxe ϖ , avec :

$$\frac{h}{kpc} \simeq \sin(b) \left(\frac{\varpi}{mas} \right)^{-1} \quad (5.1)$$

La figure 5.3 montre la distribution des distances au plan galactique des binaires de grande masse détectées par Gaia dans la Voie Lactée, et dont la parallaxe a été mesurée. On note en 5.3a que la distribution est centrée vers 0.1 kpc. En regardant la distribution cumulative normalisée (5.3b), on voit que 95% des HMXBs se situent à moins de 600 pc du plan galactique, ce qui est compatible avec les estimations de la largeur stellaire de la Voie Lactée (Rix & Bovy 2013).

On note que cela apporte une confirmation supplémentaire de la nature massive de ces binaires, qui sont des systèmes jeunes à l'échelle de l'univers. Leur formation dans les bras spiraux à eu lieu assez récemment, et même si elles peuvent avoir été imprimées d'une vitesse lors d'un événement de supernova par *kick* natal, elles n'ont pas eu le temps de migrer significativement hors de leur lieu de naissance, le plan galactique. Cela rejoint en particulier les résultats apportés par Coleiro & Chaty (2013), qui révèlent l'association des binaires de grande masse aux bras spiraux de la galaxie, et plus précisément avec des complexes de formation stellaire.

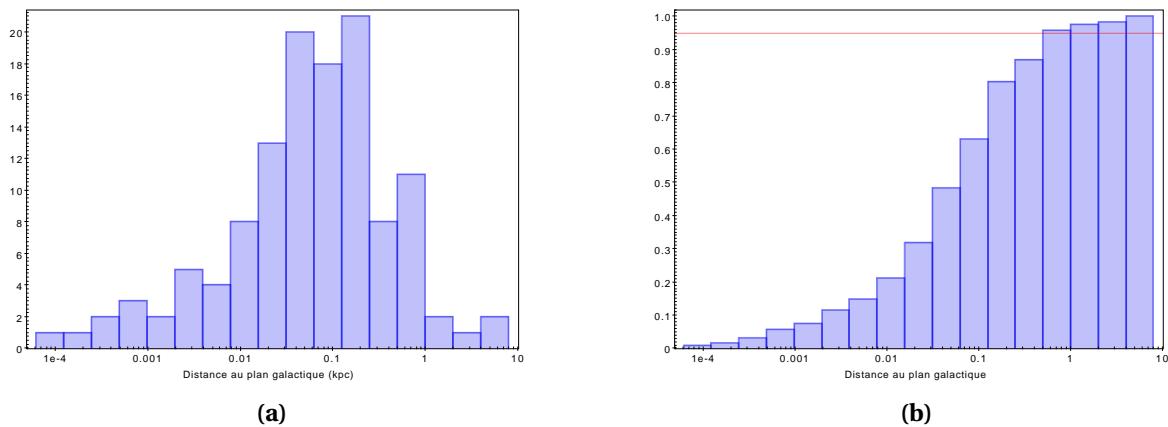


FIGURE 5.3 – Distance au plan galactique des binaires X de grande masse avec contrepartie Gaia. Seules les sources de la Voie Lactée sont illustrées. À droite, la distribution cumulative avec indiqué en rouge le seuil à 95%.

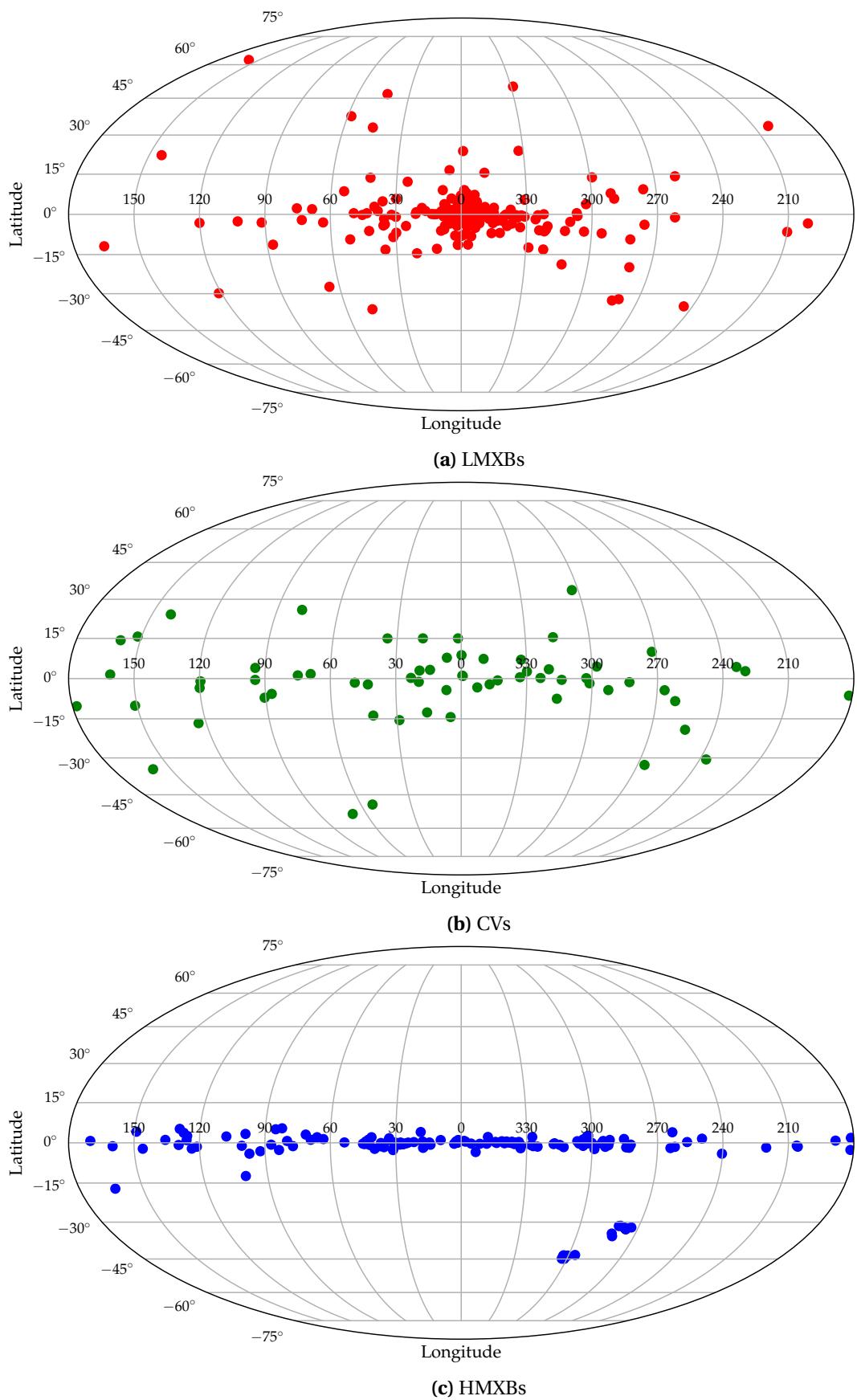


FIGURE 5.4 – Distribution spatiale des binaires accrétantes dans le référentiel galactique.

Conclusion de la deuxième partie

Les binaires X, quelque soit leur type, sont des sources complexes à caractériser. Leur identification nécessite un suivi sur plusieurs gammes de longueurs d'onde avec des instruments très différents, et leur nature variable ne tend pas à simplifier les observations. Le catalogage précis des binaires connues est un travail perpétuel qui se doit d'une part de retracer tout l'historique des observations réalisées sur chaque source et d'autre part, dans l'idéal, prendre en compte les nouveaux résultats qui sont produits continuellement au fil des années.

Nous avons présenté dans cette partie un recensement des binaires X connues à ce jour, qui a été effectué en se basant sur les catalogues existants de sources X et de binaires accrétantes. Les variables cataclysmiques vues par *INTEGRAL* sont aussi présentées. Le centre de données Simbad a été utilisé pour retrouver nos sources, à la recherche d'informations nouvelles sur les caractéristiques des contreparties en optique/infrarouge (nature, coordonnées). On recense 219 LMXBs, 149 HMXBs et 64 CVs.

Partant d'une simple volonté d'avoir une base de données personnelle sur laquelle se reposer pendant la thèse, ce projet a légèrement évolué suite à une collaboration avec Federico Garcia, menant une étude sur le *kick* natal des binaires X de grande masses. Le recensement de ces sources a donc servi de base pour ce nouveau projet, et a notamment bénéficié d'une corrélation avec les données astrométriques du satellite Gaia.

Le travail additionnel effectué sur les binaires de grande masse se rapproche finalement d'une ébauche de catalogue, et les résultats qu'il peut apporter (voir *Garcia et al. in prep*) prouve qu'un catalogue complet et à jour de toutes les binaires X serait un outil précieux pour la communauté.

Ainsi, à plus long terme, ce projet de recensement sera repris pour construire cette fois un catalogue exhaustif, qui sera idéalement mis à jour de manière régulière. La première étape sera d'étendre le travail réalisé sur les binaires de grande masse aux autres systèmes du catalogue. Cela sera notamment abordé au cours d'un projet de post-doc dans le groupe LISA de l'APC, qui vise à simuler l'évolution de binaires X réelles afin de déterminer quelles seront celles qui donneront naissance à des couples d'objets compacts détectables par le futur satellite d'interférométrie gravitationnelle LISA.

Références

- Bird, A. J., Barlow, E. J., Bassani, L., et al. 2006, ApJ, 636, 765 [73](#)
- Bird, A. J., Bazzano, A., Bassani, L., et al. 2010, The Astrophysical Journal Supplement Series, 186, 1 [73](#)
- Bird, A. J., Bazzano, A., Malizia, A., et al. 2016, ApJS, 223, 15 [73](#)
- Bird, A. J., Malizia, A., Bazzano, A., et al. 2007, The Astrophysical Journal Supplement Series, 170, 175 [73](#)
- Coleiro, A. & Chaty, S. 2013, The Astrophysical Journal, 764, 185 [79](#)
- Collaboration, G., Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2018, Astronomy and Astrophysics, 616, A1 [71](#), [76](#)
- Corral-Santana, J. M., Casares, J., Muñoz-Darias, T., et al. 2016, Astronomy and Astrophysics, 587, A61 [74](#)
- Evans, I. N., Primini, F. A., Glotfelty, K. J., et al. 2010, The Astrophysical Journal Supplement Series, 189, 37 [76](#)
- Evans, P. A., Osborne, J. P., Beardmore, A. P., et al. 2014, The Astrophysical Journal Supplement Series, 210, 8 [76](#)

- Fortin, F., Chaty, S., Coleiro, A., Tomsick, J. A., & Nitschelm, C. H. R. 2018, *Astronomy and Astrophysics*, 618, A150 [74](#)
- Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F. R., & Rossi, B. B. 1962, *Physical Review Letters*, 9, 439 [71](#)
- Grimm, H.-J., Gilfanov, M., & Sunyaev, R. 2002, *A&A*, 391, 923, arXiv : astro-ph/0109239 [78](#)
- Liu, Q. Z., van Paradijs, J., & van den Heuvel, E. P. J. 2000, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 147, 25 [73](#)
- Liu, Q. Z., van Paradijs, J., & van den Heuvel, E. P. J. 2006, *Astronomy and Astrophysics*, 455, 1165 [73](#), [75](#)
- Liu, Q. Z., van Paradijs, J., & van den Heuvel, E. P. J. 2007, *Astronomy and Astrophysics*, 469, 807 [73](#)
- Lopes de Oliveira, R., Motch, C., Haberl, F., Negueruela, I., & Janot-Pacheco, E. 2006, *Astronomy and Astrophysics*, 454, 265 [75](#)
- Messier, C. 1774, *Mémoires de l'Académie Royale des Sciences*, 435 [71](#)
- Ness, M., Freeman, K., Athanassoula, E., et al. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 430, 836 [78](#)
- Ritter, H. 1984, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 57, 385 [71](#)
- Rix, H.-W. & Bovy, J. 2013, *Astronomy and Astrophysics Review*, 21, 61 [79](#)
- Rosen, S. R., Webb, N. A., Watson, M. G., et al. 2016, *Astronomy and Astrophysics*, 590, A1 [76](#)
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, *The Astronomical Journal*, 131, 1163 [76](#)
- Stephenson, C. B. & Sanduleak, N. 1971, *Publications of the Warner & Swasey Observatory*, 1, 1 [75](#)
- Taylor, M. B. 2005, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIV*, 347, 29 [74](#)
- van Paradijs, J. 1995, *X-ray Binaries*, 536 [71](#), [73](#)
- Wenger, M., Ochsenbein, F., Egret, D., et al. 2000, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 143, 9 [74](#)

La liste des binaires X dans la Voie Lactée et les Nuages de Magellan

TABLEAU 5.2 – Binaires X de faible masse (LMXB)

Nom	RA	Dec
IGR J00291+5934	00:29:03.06	+59:34:19.0
4U 0042+32	00:44:50.40	+33:01:17.0
GRO J0422+32	04:21:42.79	+32:54:27.1
4U 0513-40	05:14:06.59	-40:02:37.0
LMC X-2	05:20:28.04	-71:57:53.3
RX J0532.7-6926	05:32:43.02	-69:26:27.9
SWIFT J061223.0+701243.9	06:12:22.99	+70:12:43.9
4U 0614+091	06:17:07.30	+09:08:12.8
1A 0620-00	06:22:44.50	-00:20:44.7
EXO 0748-676	07:48:33.71	-67:45:07.7
4U 0836-429	08:37:23.59	-42:54:02.2
SAX J0840.7+2248	08:40:40.08	+22:48:18.0
4U 0919-54	09:20:26.47	-55:12:24.5
2S 0921-630	09:22:35.20	-63:17:38.5
XTE J0929-314	09:29:20.19	-31:23:03.2
GRS 1009-45	10:13:36.38	-45:04:32.0
XTE J1118+480	11:18:10.80	+48:02:12.6
IGR J11187-5438	11:18:21.21	-54:37:28.6
GS 1124-684	11:26:26.65	-68:40:32.8
IGR J11321-5311	11:32:07.20	-53:10:48.0
XSS J12270-4859	12:27:58.75	-48:53:42.9
4U 1246-588	12:49:39.36	-59:05:14.7
1H 1254-690	12:57:37.15	-69:17:19.0
SAX J1324.3-6313	13:24:38.64	-63:13:40.8
4U 1323-62	13:26:36.31	-62:08:09.9
SWIFT J1357.2-0933	13:57:16.84	-09:32:38.8
GS 1354-64	13:58:09.70	-64:44:05.8
IGR J14298-6715	14:29:49.80	-67:15:24.1
4U 1456-32	14:58:21.92	-31:40:07.4
Cir X-1	15:20:40.85	-57:10:00.1
1A 1524-61	15:28:16.97	-61:52:57.8
AX J1538.3-5541	15:38:18.24	-55:56:16.8
SWIFT J1539.2-6227	15:39:11.96	-62:28:02.3
4U 1543-47	15:47:08.32	-47:40:10.8
4U 1543-624	15:47:54.60	-62:34:05.9
XTE J1550-564	15:50:58.70	-56:28:35.2
1H 1556-605	16:01:02.30	-60:44:17.9
SAX J1603.9-7753	16:03:54.00	-77:53:06.0
1E 1603.6+2600	16:05:45.87	+25:51:45.2
4U 1608-522	16:12:43.01	-52:25:23.2
1E 161348-5055.1	16:17:36.30	-51:02:26.6
IGR J16194-2810	16:19:33.35	-28:07:39.7
Sco X-1	16:19:55.07	-15:38:25.0
4U 1624-490	16:28:05.53	-49:12:40.0
IGR J16287-5021	16:28:26.88	-50:22:40.8
IGR J16293-4603	16:29:14.88	-46:04:37.2
4U 1626-67	16:32:16.79	-67:27:39.3
4U 1630-47	16:34:01.61	-47:23:34.8
GRS 1632-477	16:36:28.00	-47:49:37.0
4U 1636-536	16:40:55.51	-53:45:05.0
GX 340+0	16:45:47.71	-45:36:40.0
XTE J1650-500	16:50:00.98	-49:57:43.6
XTE J1652-453	16:52:20.33	-45:20:40.0
GRO J1655-40	16:54:00.14	-39:50:44.9

Continue à la page suivante

TABLEAU 5.2 – *Suite de la page précédente*

Nom	RA	Dec
Her X-1	16:57:49.81	+35:20:32.4
MAXI J1659-152	16:59:01.68	-15:15:28.7
XTE J1701-462	17:00:58.46	-46:11:08.6
XTE J1701-407	17:01:44.30	-40:51:29.9
MXB 1659-298	17:02:06.54	-29:56:44.1
GX 339-4	17:02:49.36	-48:47:22.8
GX 349+2	17:05:44.49	-36:25:23.1
4U 1702-429	17:06:15.31	-43:02:08.7
IGR J17062-6143	17:06:16.25	-61:42:40.5
4U 1700+24	17:06:34.52	+23:58:18.6
4U 1705-250	17:08:14.52	-25:05:30.1
4U 1705-32	17:08:54.40	-32:18:57.5
4U 1705-440	17:08:54.47	-44:06:07.4
IGR J17091-3624	17:09:07.61	-36:24:25.7
XTE J1709-267	17:09:33.84	-26:39:54.0
IGR J17098-3628	17:09:46.12	-36:27:57.3
XTE J1710-281	17:10:12.31	-28:07:54.1
SAX J1711.6-3808	17:11:37.10	-38:07:05.9
4U 1708-40	17:12:23.83	-40:50:34.0
SAX J1712.6-3739	17:12:34.56	-37:39:00.0
2S 1711-339	17:14:19.78	-34:02:47.3
1RXS J171824.2-402934	17:18:24.13	-40:29:30.4
1H 1715-321	17:18:47.40	-32:10:40.0
IGR J17191-2821	17:19:15.12	-28:17:56.4
GRO J1719-24	17:19:36.93	-25:01:03.4
SAX J1719.6-4254	17:19:38.21	-42:53:48.1
XTE J1720-318	17:19:58.99	-31:45:01.1
IGR J17200-3116	17:20:05.91	-31:16:59.6
XTE J1723-376	17:23:38.69	-37:39:42.1
IGR J17254-3257	17:25:25.50	-32:57:17.5
IGR J17269-4737	17:26:49.28	-47:38:24.9
GRS 1722-30	17:27:33.25	-30:48:07.4
X1724-356	17:27:39.29	-35:44:03.8
IGR J17285-2922	17:28:38.97	-29:21:44.9
GX 9+9	17:31:44.17	-16:57:40.9
GX 354-0	17:31:57.73	-33:50:02.5
GX 1+4	17:32:02.16	-24:44:44.2
4U 1730-335	17:33:24.61	-33:23:19.8
GRS 1730-312	17:33:32.00	-31:13:00.0
4U 1730-220	17:33:57.00	-22:02:07.0
KS 1731-260	17:34:13.46	-26:05:18.6
IGR J17353-3539	17:35:23.61	-35:40:12.9
SLX 1732-304	17:35:46.88	-30:29:00.4
GRO J1735-27	17:36:02.00	-27:25:41.5
IGR J17379-3747	17:37:58.84	-37:46:18.4
SLX 1735-269	17:38:17.12	-26:59:38.6
4U 1735-28	17:38:34.08	-28:28:40.8
4U 1735-444	17:38:58.30	-44:27:00.0
GRS 1736-297	17:39:29.98	-29:42:08.7
XTE J1739-285	17:39:53.95	-28:29:46.8
GRS 1737-31	17:40:09.00	-31:02:24.0
SLX 1737-282	17:40:42.84	-28:18:08.5
GRS 1739-278	17:42:40.03	-27:44:52.7
KS 1739-304	17:42:44.00	-30:30:51.0
GC X-4	17:43:47.00	-29:26:00.0
1E 1740.7-2942	17:43:54.83	-29:44:42.6
GRS 1741.2-2859	17:44:25.40	-29:00:45.0
GRO J1744-28	17:44:33.09	-28:44:27.0
KS 1741-293	17:44:51.06	-29:21:16.8
GRS 1741.9-2853	17:45:02.33	-28:54:49.7
IGR J17451-3022	17:45:06.72	-30:22:43.3
SWIFT J174510.8-262411	17:45:10.85	-26:24:12.6

Continue à la page suivante

TABLEAU 5.2 – Suite de la page précédente

Nom	RA	Dec
1E 1742.2-2857	17:45:26.59	-28:58:59.9
IGR J17454-2919	17:45:27.69	-29:19:53.8
GPS 1742-326	17:45:29.04	-32:41:34.8
1A 1742-289	17:45:35.65	-29:01:34.0
GC X-2	17:45:36.96	-29:27:10.8
CXOGC J174540.0-290031	17:45:40.03	-29:00:31.0
SWIFT J174540.2-290005	17:45:40.10	-29:00:06.4
2E 1742.5-2858	17:45:40.96	-29:00:14.2
1E 1742.5-2845	17:45:42.90	-28:46:53.0
1E 1742.7-2902	17:45:52.90	-29:03:22.0
1E 1742.8-2853	17:45:59.94	-28:54:49.8
1E 1742.9-2852	17:46:04.80	-28:53:12.8
1A 1742-294	17:46:05.20	-29:30:53.3
1E 1742.9-2849	17:46:09.70	-28:51:04.0
IGR J17464-3213	17:46:15.60	-32:14:00.9
1E 1743.1-2843	17:46:21.09	-28:43:42.3
1E 1743.1-2852	17:47:02.60	-28:52:58.9
IGR J17464-2811	17:47:16.17	-28:10:48.2
IGR J17473-2721	17:47:18.06	-27:20:38.9
SLX 1744-300	17:47:25.39	-30:02:40.9
SLX 1744-299	17:47:25.90	-30:00:02.0
GX 3+1	17:47:55.99	-26:33:49.0
IGR J17480-2446	17:48:04.83	-24:46:48.9
XTE J1748-288	17:48:05.06	-28:28:25.8
1A 1744-361	17:48:13.15	-36:07:57.0
4U 1745-203	17:48:53.40	-20:21:43.0
SWIFT J1749.4-2807	17:49:31.94	-28:08:05.8
IGR J17497-2821	17:49:38.04	-28:21:17.5
SLX 1746-331	17:49:48.94	-33:12:11.6
1E 1746.7-3224	17:50:03.90	-32:25:50.4
4U 1746-370	17:50:13.92	-37:02:49.2
SAX J1750.8-2900	17:50:24.42	-29:02:15.4
EXO 1747-214	17:50:24.52	-21:25:19.9
GRS 1747-312	17:50:46.86	-31:16:28.9
IGR J17511-3057	17:51:08.55	-30:57:41.7
XTE J1751-305	17:51:13.49	-30:37:23.4
XTE J1752-223	17:52:15.09	-22:20:32.4
1RXS J175229.0-282951	17:52:16.00	-28:30:22.0
SAX J1752.3-3138	17:52:24.00	-31:37:42.0
SWIFT J1753.5-0127	17:53:28.29	-01:27:06.2
SAX J1753.5-2349	17:53:31.90	-23:49:14.9
XTE J1755-324	17:55:28.61	-32:28:39.0
IGR J17586-2129	17:58:34.56	-21:23:21.5
4U 1755-33	17:58:40.01	-33:48:27.0
IGR J17597-2201	17:59:45.70	-22:01:39.0
GX 5-1	18:01:09.73	-25:04:44.2
GRS 1758-258	18:01:12.40	-25:44:36.1
GX 9+1	18:01:32.30	-20:31:44.0
IGR J18044-2739	18:04:31.20	-27:39:32.0
SAX J1805.5-2031	18:05:34.08	-20:30:46.8
SAX J1806.5-2215	18:06:34.08	-22:15:07.2
2S 1803-245	18:06:50.72	-24:35:28.6
XTE J1807-294	18:06:59.81	-29:24:29.9
SAX J1808.4-3658	18:08:27.54	-36:58:44.3
XTE J1810-189	18:10:20.86	-19:04:11.2
SAX J1810.8-2609	18:10:44.47	-26:09:01.2
XMMU J181227.8-181234	18:12:27.79	-18:12:33.8
XTE J1814-338	18:13:39.03	-33:46:22.3
GX 13+1	18:14:31.55	-17:09:26.7
M 1812-12	18:15:06.15	-12:05:46.7
GX 17+2	18:16:01.39	-14:02:10.6
XTE J1817-330	18:17:43.54	-33:01:07.8

Continue à la page suivante

TABLEAU 5.2 – *Suite de la page précédente*

Nom	RA	Dec
XTE J1818-245	18:18:24.43	-24:32:18.0
SAX J1818.7+1424	18:18:43.92	+14:24:10.8
SAX J1819.3-2525	18:19:21.63	-25:24:25.8
4U 1820-303	18:23:40.57	-30:21:40.6
AX J1824.5-2451	18:24:28.80	-24:51:00.0
4U 1822-000	18:25:22.02	-00:00:43.0
IGR J18256-1035	18:25:44.10	-10:35:05.9
3A 1822-371	18:25:46.81	-37:06:18.6
SAX J1828.5-1037	18:28:33.78	-10:37:03.6
GS 1826-24	18:29:28.20	-23:47:48.8
XB 1832-330	18:35:43.65	-32:59:26.8
RX J1832-330	18:35:44.00	-32:58:55.4
Ser X-1	18:39:57.56	+05:02:09.6
EXO 1846-031	18:49:17.11	-03:03:43.9
SWIFT J185003.2-005627	18:50:03.19	-00:56:26.9
4U 1850-087	18:53:04.89	-08:42:19.7
IGR J18539+0727	18:53:55.20	+07:27:00.0
XTE J1856+053	18:56:42.92	+05:18:34.3
XTE J1859+226	18:58:41.58	+22:39:29.4
HETE J1900.1-2455	19:00:08.65	-24:55:13.7
XTE J1901+014	19:01:40.20	+01:26:26.5
4U 1905+000	19:08:26.97	+00:10:07.7
XTE J1908+094	19:08:53.08	+09:23:04.8
SWIFT J1910.2-0546	19:10:22.80	-05:47:55.9
Aql X-1	19:11:16.05	+00:35:05.8
GRS 1915+105	19:15:11.55	+10:56:44.8
4U 1916-053	19:18:47.87	-05:14:17.1
4U 1918+15	19:20:17.04	+14:42:18.0
SWIFT J1922.7-1716	19:22:37.01	-17:17:03.1
IGR J19308+0530	19:30:46.08	+05:30:07.2
XB 1940-04	19:42:38.00	-03:54:00.0
4U 1954+319	19:55:42.34	+32:05:49.0
4U 1957+115	19:59:24.21	+11:42:32.4
GS 2000+25	20:02:49.58	+25:14:11.3
XTE J2012+381	20:12:37.71	+38:11:01.1
GS 2023+338	20:24:03.82	+33:52:01.9
XTE J2123-058	21:23:14.54	-05:47:52.9
4U 2129+12	21:29:58.31	+12:10:02.7
4U 2129+47	21:31:26.20	+47:17:24.0
Cyg X-2	21:44:41.15	+38:19:17.1
SAX J2224.9+5421	22:24:52.08	+54:21:54.0

TABLEAU 5.3 – Variables Cataclysmiques (CV)

Nom	RA	Dec
IGR J00234+6141	00:22:57.64	+61:41:07.6
V709 Cas	00:28:48.83	+59:17:22.0
SWIFT J0055.4+4612	00:55:19.90	+46:12:56.9
XY Ari	02:56:08.18	+19:26:34.1
GK Per	03:31:12.01	+43:54:15.5
IGR J04571+4527	04:57:06.99	+45:27:48.4
V1062 Tau	05:02:27.48	+24:45:23.2
RX J0525.3+2413	05:25:22.75	+24:13:33.5
3A 0527-329	05:29:25.53	-32:49:03.9
IGR J05346-5759	05:34:50.58	-58:01:40.7
BY Cam	05:42:48.80	+60:51:31.4
SWIFT J0558.0+5352	05:57:59.30	+53:53:44.9
IGR J06253+7334	06:25:16.23	+73:34:39.1
1WGA J0648.0-4419	06:48:04.70	-44:18:58.4
SWIFT J0732.5-1331	07:32:37.64	-13:31:09.3
SWIFT J0746.3-1608	07:46:17.11	-16:11:27.6
1RXS J080114.6-462324	08:01:16.87	-46:23:28.2

Continue à la page suivante

TABLEAU 5.3 – Suite de la page précédente

Nom	RA	Dec
IGR J08390-4833	08:38:49.11	-48:31:24.8
SWIFT J0958.0-4208	09:57:50.64	-42:08:35.5
IGR J10109-5746	10:11:02.95	-57:48:13.9
IGR J11098-6457	11:09:26.40	-65:02:24.0
IGR J12123-5802	12:12:26.22	-58:00:20.4
RT Cru	12:34:53.74	-64:33:56.0
IGR J12489-6243	12:48:53.52	-62:43:04.8
EX Hya	12:52:24.22	-29:14:56.0
V834 Cen	14:09:07.46	-45:17:17.1
IGR J14257-6117	14:25:07.58	-61:18:57.8
IGR J14536-5522	14:53:41.06	-55:21:38.7
IGR J15094-6649	15:09:26.01	-66:49:23.3
IGR J15293-5609	15:29:15.84	-56:09:46.8
IGR J15479-4529	15:48:14.60	-45:28:39.9
IGR J15529-5029	15:52:46.94	-50:29:53.4
IGR J16167-4957	16:16:37.20	-49:58:47.5
IGR J16500-3307	16:49:55.64	-33:07:02.1
IGR J16547-1916	16:54:43.76	-19:16:30.8
IGR J17014-4306	17:01:28.15	-43:06:12.3
V2400 Oph	17:12:36.42	-24:14:44.9
IGR J17195-4100	17:19:35.60	-41:00:54.5
IGR J17303-0601	17:30:21.50	-05:59:33.5
V2487 Oph	17:31:59.80	-19:13:56.1
AX J1740.1-2847	17:40:09.13	-28:47:25.8
AX J1740.2-2903	17:40:11.10	-29:02:54.0
IGR J17404-3655	17:40:26.88	-36:55:37.2
V2301 Oph	18:00:35.53	+08:10:13.9
IGR J18048-1455	18:04:38.92	-14:56:47.5
IGR J18151-1052	18:15:03.85	-10:51:35.0
AM Her	18:16:13.25	+49:52:04.9
IGR J18173-2509	18:17:22.18	-25:08:42.6
IGR J18308-1232	18:30:49.92	-12:32:20.4
AX J1832.3-0840	18:32:19.30	-08:40:29.8
V1223 Sgr	18:55:02.31	-31:09:49.6
IGR J19072-2046	19:07:13.92	-20:45:54.0
IGR J19173+0747	19:17:23.76	+07:47:06.0
IGR J19267+1325	19:26:27.00	+13:22:04.9
V1432 Aql	19:40:11.42	-10:25:25.8
IGR J19552+0044	19:55:12.47	+00:45:36.6
V2306 Cyg	19:58:14.50	+32:32:41.9
IGR J20159+3713	20:15:47.04	+37:12:46.8
IRXS J211336.1+542226	21:13:35.38	+54:22:32.8
V2069 Cyg	21:23:44.82	+42:18:01.7
IGR J21335+5105	21:33:43.63	+51:07:24.7
SS Cyg	21:42:42.80	+43:35:09.9
FO Aqr	22:17:55.38	-08:21:03.9
AO Psc	22:55:17.99	-03:10:40.0

TABLEAU 5.4 – Binaires X de grande masse (HMXB)

Nom	RA	Dec	ID Gaia DR2
IGR J00370+6122	00:37:09.64	+61:21:36.5	427234969757165952
SXP 4.78	00:51:38.78	-72:17:04.7	4689037593495132032
IGR J00515-7328	00:52:00.59	-73:29:25.6	4685881067424549248
RX J0053.8-7226	00:53:55.37	-72:26:45.4	4689005432797634944
X SMC X-2	00:54:33.43	-73:41:01.3	4685672125820687616
gam Cas	00:56:42.59	+60:43:00.2	426558460877467776
IGR J01054-7253	01:04:42.28	-72:54:03.7	4687406983372658432
RX J0105.1-7211	01:05:09.67	-72:11:46.9	4687503225007730432
SMC X-1	01:17:05.15	-73:26:36.0	4686397666038575104
1A 0114+650	01:18:02.70	+65:17:29.8	524924310153249920
4U 0115+634	01:18:31.97	+63:44:33.1	524677469790488960

Continue à la page suivante

TABLEAU 5.4 – Suite de la page précédente

Nom	RA	Dec	ID Gaia DR2
IGR J01363+6610	01 :35 :49.87	+66 :12 :43.3	519352324516039680
RX J0146.9+6121	01 :47 :00.21	+61 :21 :23.7	511220031584305536
IGR J01572-7259	01 :57 :16.20	-72 :58 :32.3	4638677074680871040
IGR J01583+6713	01 :58 :18.49	+67 :13 :23.5	518990967445248256
LS I+61 303	02 :40 :31.66	+61 :13 :45.6	465645515129855872
EXO 0331+530	03 :34 :59.90	+53 :10 :23.3	444752973131169664
X Per	03 :55 :23.08	+31 :02 :45.0	168450545792009600
XTE J0421+560	04 :19 :42.14	+55 :59 :57.7	276644757710014976
RX J0440.9+4431	04 :40 :59.32	+44 :31 :49.3	252878401557369088
SWIFT J0451.5-6949	04 :51 :06.89	-69 :48 :02.9	4655335122539104896
IGR J05007-7047	05 :00 :46.05	-70 :44 :36.0	4654675862233625472
EXO 051910+3737.7	05 :22 :35.23	+37 :40 :33.6	184497471323752064
IGR J05305-6559	05 :29 :50.88	-66 :02 :27.6	–
EXO 053109-6609.2	05 :31 :13.30	-66 :07 :05.0	–
LMC X-4	05 :32 :49.54	-66 :22 :13.3	4660300345280168192
RX J0535.0-6700	05 :35 :06.24	-67 :00 :16.3	–
RX J0535.6-6651	05 :35 :41.31	-66 :51 :53.4	–
1A 0535+262	05 :38 :54.57	+26 :18 :56.8	3441207615229815040
X LMC X-3	05 :38 :56.64	-64 :05 :03.3	4757068874690668160
LMC X-1	05 :39 :38.84	-69 :44 :35.7	4657637156283982336
IGR J05414-6858	05 :41 :26.62	-69 :01 :23.0	4657731095815761536
1H 0556+286	05 :55 :55.04	+28 :47 :06.4	3431561565357225088
IGR J06074+2205	06 :07 :26.61	+22 :05 :47.8	3423526544838563328
HD 259440	06 :32 :59.26	+05 :48 :01.2	3131822364779745536
SAX J0635.2+0533	06 :35 :18.28	+05 :33 :06.3	3131755947406031104
3A 0656-072	06 :58 :17.29	-07 :12 :35.2	3052677318793446016
3A 0726-260	07 :28 :53.58	-26 :06 :28.9	5613494119544761088
RX J0812.4-3114	08 :12 :28.36	-31 :14 :52.2	5548261400354128768
IGR J08262-3736	08 :26 :13.65	-37 :37 :11.9	5541793213959987968
GS 0834-430	08 :35 :55.46	-43 :11 :08.2	5523448270462666880
IGR J08408-4503	08 :40 :47.79	-45 :03 :30.2	5522306019626566528
Vela X-1	09 :02 :06.86	-40 :33 :16.9	5620657678322625920
GRO J1008-57	10 :09 :46.98	-58 :17 :35.5	5258414192353423360
IGR J10101-5654	10 :10 :11.87	-56 :55 :32.1	5259009543533179648
2FGL J1019.0-5856	10 :18 :55.57	-58 :56 :45.9	5255509901121774976
4U 1036-56	10 :37 :35.31	-56 :47 :55.9	5352018121173519488
1A 1118-615	11 :20 :57.18	-61 :55 :00.2	5336957010898124160
Cen X-3	11 :21 :15.09	-60 :37 :25.6	5337498593446516480
IGR J11215-5952	11 :21 :46.82	-59 :51 :48.0	5339047221168787712
IGR J11305-6256	11 :31 :06.91	-62 :56 :48.9	5333660129603575808
IGR J11435-6109	11 :44 :00.30	-61 :07 :36.5	5335021664274920576
1E 1145.1-6141	11 :47 :28.56	-61 :57 :13.4	5334851450481641088
2E 1145.5-6155	11 :48 :00.02	-62 :12 :24.9	5334823859608495104
EXMS B1210-645	12 :13 :14.78	-64 :52 :30.5	6053076566300433920
GX 301-2	12 :26 :37.56	-62 :46 :13.3	6054569565614460800
1H 1238-599	12 :42 :01.00	-60 :12 :06.1	–
1H 1249-637	12 :42 :50.27	-63 :03 :31.1	6055103928246312960
1A 1244-604	12 :47 :35.00	-60 :38 :34.0	–
GX 304-1	13 :01 :17.10	-61 :36 :06.6	5863533199843070208
IGR J13020-6359	13 :01 :58.72	-63 :58 :08.9	5862285700835092352
PSR B1259-63	13 :02 :47.65	-63 :50 :08.6	5862299960127967488
IGR J13186-6257	13 :18 :25.04	-62 :58 :15.7	–
SAX J1324.4-6200	13 :24 :26.65	-62 :01 :19.1	–
H 1417-624	14 :21 :12.14	-62 :41 :56.4	5854175187710795136
IGR J14331-6112	14 :33 :08.32	-61 :15 :39.9	5878377736381364608
IGR J14488-5942	14 :48 :43.22	-59 :42 :13.7	–
SAX J1452.8-5949	14 :52 :52.73	-59 :49 :08.2	–
4U 1538-522	15 :42 :23.36	-52 :23 :09.6	5886085557746480000
XTE J1543-568	15 :44 :01.92	-56 :42 :43.2	–
1H 1555-552	15 :54 :21.77	-55 :19 :44.3	5884544931471259136
H 1553-542	15 :57 :47.90	-54 :24 :52.6	–
AX J161929-4945	16 :19 :32.20	-49 :44 :30.5	5935509395659726592

Continue à la page suivante

TABLEAU 5.4 – Suite de la page précédente

Nom	RA	Dec	ID Gaia DR2
IGR J16207-5129	16:20:46.25	-51:30:06.0	5934776158877214848
SWIFT J1626.6-5156	16:26:36.53	-51:56:30.5	5933976985766949376
IGR J16283-4838	16:28:10.83	-48:38:56.1	–
IGR J16318-4848	16:31:48.31	-48:49:00.5	5940777877435137024
AX J1631.9-4752	16:32:01.76	-47:52:29.0	–
IGR J16328-4726	16:32:37.85	-47:23:41.4	–
IGR J16358-4726	16:35:53.81	-47:25:40.2	–
AX J163904-4642	16:39:05.36	-46:42:13.7	5942638079315454976
IGR J16418-4532	16:41:50.79	-45:32:25.3	5943166184173519744
IGR J16465-4507	16:46:35.26	-45:07:04.6	5943246345430928512
IGR J16479-4514	16:48:06.56	-45:12:06.8	–
IGR J16493-4348	16:49:26.95	-43:49:09.0	–
AX J1700-419	17:00:04.35	-41:58:05.5	5966358530819164544
AX J1700.2-4220	17:00:25.24	-42:19:00.3	5966213219190201856
OAO 1657-415	17:00:48.88	-41:39:21.5	–
4U 1700-377	17:03:56.77	-37:50:38.9	5976382915813535232
XTE J1716-389	17:15:56.46	-38:51:53.7	–
EXO 1722-363	17:25:11.39	-36:16:57.5	–
IGR J17354-3255	17:35:27.60	-32:55:54.5	4054559284753424000
XTE J1739-302	17:39:11.55	-30:20:37.7	4056922105185686784
XTE J1743-363	17:43:01.32	-36:22:22.2	4040960662373474176
RX J1744.7-2713	17:44:45.77	-27:13:44.5	4060784345959549184
AX J1749.1-2733	17:49:06.85	-27:32:32.9	–
AX J1749.2-2725	17:49:12.40	-27:25:38.3	–
GRO J1750-27	17:49:12.96	-26:38:38.6	–
IGR J17544-2619	17:54:25.27	-26:19:52.6	4063908810076415872
SAX J1802.7-2017	18:02:41.94	-20:17:17.4	4070968778561141760
4U 1807-10	18:10:22.30	-10:50:01.7	–
SWIFT J1816.7-1613	18:16:42.48	-16:13:21.7	–
SAX J1818.6-1703	18:18:37.91	-17:02:48.0	4097365235226829312
IGR J18214-1318	18:21:19.76	-13:18:38.9	4152643113595580416
LS5039	18:26:15.06	-14:50:54.2	4104196427943626624
AX J1820.5-1434	18:29:30.09	-14:34:23.5	–
XTE J1829-098	18:29:44.01	-09:51:23.0	–
H 1833-076	18:35:25.83	-07:36:50.1	4156747212545110400
AX J1838.0-0655	18:38:03.19	-06:55:33.6	–
IGR J18410-0535	18:41:00.43	-05:35:46.6	4256500538116700160
GS 1839-06	18:41:43.20	-05:54:00.0	–
GS 1839-04	18:41:48.00	-04:30:00.0	–
IGR J18450-0435	18:45:01.59	-04:33:56.7	4258160560148155648
GS 1843+009	18:45:36.84	+00:51:47.5	4278536022438800640
IGR J18462-0223	18:46:12.79	-02:22:26.2	4259088994635370752
IGR J18482+0049	18:48:15.40	+00:47:33.5	–
3A 1845-024	18:48:16.85	-02:25:25.3	–
IGR J18483-0311	18:48:17.20	-03:10:17.0	4258428501693172736
XTE J1855-026	18:55:30.41	-02:36:16.8	4255891924062617088
GS 1855-02	18:58:00.00	-02:42:00.0	–
XTE J1858+034	18:58:43.63	+03:26:06.1	–
XTE J1859+083	18:59:01.57	+08:14:44.2	–
XTE J1901+014	19:01:40.20	+01:26:26.5	–
4U 1901+03	19:03:39.39	+03:12:15.7	4268774695647764352
XTE J1906+090	19:04:47.47	+09:02:41.9	4310649149314811776
4U 1907+097	19:09:38.05	+09:49:47.3	4309225217336729088
AX J1910.7+0917	19:10:43.60	+09:16:29.2	–
4U 1909+07	19:10:48.21	+07:35:51.6	4306419980916246656
SS 433	19:11:49.57	+04:58:57.9	4293406612283985024
IGR J19140+0951	19:14:04.23	+09:52:57.7	4309253392325650176
IGR J19149+1036	19:14:56.78	+10:36:38.2	–
IGR J19294+1816	19:29:55.90	+18:18:38.2	4323316622779495680
XTE J1946+274	19:45:39.36	+27:21:55.5	2028089540103670144
KS 1947+300	19:49:35.49	+30:12:31.8	2031939548802102656
Cyg X-1	19:58:21.68	+35:12:05.8	2059383668236814720

Continue à la page suivante

TABLEAU 5.4 – *Suite de la page précédente*

Nom	RA	Dec	ID Gaia DR2
IGR J20006+3210	20:00:21.86	+32:11:23.2	2033989790047905024
W63 X-1	20:19:12.00	+45:42:00.0	–
RX J2030.5+4751	20:30:30.84	+47:51:50.7	2083644392294059520
EXO 2030+375	20:32:15.28	+37:38:14.9	2063791369815322752
4U 2030+40	20:32:25.78	+40:57:27.9	–
GRO J2058+42	20:58:47.54	+41:46:37.2	2065653598916388352
SAX J2103.5+4545	21:03:35.71	+45:45:05.5	2162805896614571904
IGR J21347+4737	21:34:20.37	+47:38:00.2	1978365123143522176
Cep_X-4	21:39:30.68	+56:59:10.4	2178178409188167296
1H 2202+501	22:01:38.20	+50:10:04.6	1979911002134040960
4U 2206+543	22:07:56.24	+54:31:06.4	2005653524280214400
SAX J2239.3+6116	22:39:20.85	+61:16:26.6	2201091578667140352
HD 215227	22:42:57.30	+44:43:18.3	1982359580155628160

Troisième partie

Identifier la nature de sources X

Table des matières

Introduction de la troisième partie	97
6 Données observationnelles en infrarouge proche	103
6.1 L'échantillon de sources X à identifier	103
6.2 Stratégies d'observation et de réduction des données	103
6.2.1 Infrarouges proches – avantages, inconvénients	103
6.2.2 S'affranchir de l'émission du ciel en infrarouge	104
6.2.3 S'affranchir de l'absorption du ciel en infrarouge	106
6.3 Acquisitions et extraction des observables	108
6.3.1 Imagerie	108
6.3.2 Spectroscopie	110
7 Identification des sources	113
7.1 Méthode d'identification	113
7.1.1 Imagerie	113
7.1.2 Spectroscopie	114
7.2 Estimation de la distance pour les binaires galactiques	115
7.3 Example d'identification : IGR J13020–6359	116
7.3.1 Informations sur la source	116
7.3.2 Localisation de la contrepartie infrarouge en bande K _s	116
7.3.3 Caractéristiques spectrales en bande K	118
7.3.4 Conclusion sur la nature de la source	118
8 Résultats et discussions	119
8.1 Sources identifiées	119
8.1.1 Cas particuliers	119
8.2 Compatibilité statistique de l'échantillon	120
8.2.1 Compatibilité dans le cas général	121
8.2.2 Compatibilité avec contraintes supplémentaires	121
Conclusion de la troisième partie	123
L'article publié dans <i>Astronomy & Astrophysics</i>	125

Introduction de la troisième partie

Petit historique de l'astronomie en rayons X

La découverte des rayons X remonte à 1895 et est attribuée à Wilhelm Röntgen, récompensé par le premier prix Nobel de physique en 1901. Mais il faut attendre le début des années 60 pour voir l'apparition de l'astronomie en rayons X. L'atmosphère terrestre étant opaque aux rayonnements en-dessous de 300 nm, il impossible d'observer le ciel en X sans envoyer un instrument en orbite, ou tout du moins hors de l'atmosphère pendant assez longtemps pour prendre des mesures. C'est ce qui a été réalisé en 1962 par une équipe américaine dirigée par Riccardo Giacconi ([Giacconi et al. 1962](#)). Une fusée est lancée depuis le Nouveau Mexique avec comme charge utile trois compteurs Geiger sensibles dans la gamme 2–8 Å, soit les X mous. L'engin est resté au-dessus de 80 km pendant un peu moins de 6 minutes, avec pour mission d'observer les éventuelles émission de rayons X provenant de la Lune. Les données récoltées indiquent la présence d'une source intense de rayons X située dans la constellation du Scorpion, et faute de pouvoir l'expliquer par un quelconque phénomène local, elle est associée à un objet hors du système solaire. Plus tard baptisée Scorpius X-1, elle sera identifiée comme système binaire de faible masse, dans lequel une étoile à neutrons de $1.4 M_{\odot}$ accrète la matière de son compagnon de $0.42 M_{\odot}$ ([Steeghs & Casares 2002](#)). Son mouvement au sein de la Galaxie est très excentrique ($e=0.87$) et est analogue à celui des vieilles étoiles formées dans des amas globulaires ([Mirabel & Rodrigues 2003](#)), ce qui favorise un scénario de formation par capture gravitationnelle des deux composantes de la binaire au cœur d'un amas globulaire.

Par la suite, ce genre d'expériences "éphémères" ont laissé place à des missions plus pérénnes, avec des observatoires placés en orbite autour de la Terre, dédiés à l'astronomie en rayons X/Gamma. Les satellites américains OAO (Orbital Astronomical Observatory) ouvrent la marche entre 1966 et 1972 pour observer le ciel ultraviolet et X, suivi de l'europeen TD1. UHURU, Exosat et Granat, entre autres, permettent de faciliter l'accès au ciel à haute énergie et le domaine ultraviolet/X devient un outil indispensable à l'étude de sources astronomiques. La génération suivante, incarnée par Swift (NASA), XMM-Newton (ESA), Chandra (NASA) et Suzaku (JAXA), mettent à disposition des instruments complémentaires qui permettent une surveillance globale du ciel à plus haute énergie combinée à des champs de vue plus étroits mais dont la résolution spatiale rivalise avec les télescopes optiques. Ces instruments sont aussi capables de produire des spectres en parallèle des acquisitions d'images.

Plus récemment, NuStar est lancé pour compléter la bande d'observation des X vers les plus hautes énergies (6–79 keV) tout en ayant une haute résolution spatiale et spectrale, combinées à une sensibilité accrue d'un facteur 10 à 100 par rapport à la génération précédente. La mission japonaise Astro-H (ou Hitomi), particulièrement prometteuse pour sa capacité à observer en X mous, durs ainsi qu'en gamma mous (10–600 keV), rencontre des difficultés peu après sa mise en orbite et est perdue seulement un mois après son lancement. XRISM (X-ray Imaging and Spectroscopy Mission, JAXA) tentera de reprendre le flambeau d'Hitomi, et ce dès 2022. Du côté Germano-Russe, l'instrument eROSITA a été lancé pendant l'été 2019 et sa mission sera en premier lieu d'effectuer un relevé complet des sources en X mous observables depuis le point de Lagrange L2.

Actuellement, les observatoires de dernière génération sont en développement. Le lancement de SVOM (Space Variable Object Monitor, CNES, CNSA) est prévu pour 2021 et signera l'avènement de l'astronomie du ciel transitoire et multi-longueur d'onde, fruit d'une collaboration franco-chinoise. ATHENA (Advanced Telescope for High ENergy Astrophysics, ESA, JAXA) est une mission prévue pour 2031 qui, contrairement aux autres satellites X, sera mis en orbite autour du point de Lagrange L2. Ces missions ont des enjeux cruciaux pour l'astronomie à haute énergie, car elle permettront une surveillance constante du ciel à la recherche de phénomènes transitoires avec la possibilité de suivi multi-longueur d'onde en parallèle : la complexité des sources X repose en effet sur leur potentielle variabilité (périodique ou non), ainsi que leur capacité à émettre sur

l'ensemble du spectre électromagnétique.

Motivations

Derrière le titre "identification de sources X" se cache en fait une volonté de trouver de nouveaux systèmes binaires X. La manière dont ils se forment, comment ils évoluent, combien de types différents peut-on trouver, comment impactent-ils leur environnement : ces questions sont encore largement ouvertes, car on ne connaît que très peu de binaires X compte-tenu de leur diversité.

Par exemple, le satellite *INTEGRAL* lancé en 2002 a permis de découvrir deux sous-classes de binaires X de grande masse supergéantes : les systèmes obscurs, et les transitoires X rapides (*Supergiant Fast X-ray Transients*, SFXT par la suite, [Smith et al. 2004](#)). Les premiers présentent une absorption intrinsèque exceptionnellement grande sur la ligne de visée ($N_H > 10^{23} \text{ cm}^{-2}$, soit mille fois supérieure à la moyenne galactique), tandis que les seconds subissent régulièrement des sauts courts et intenses de rayons X allant jusqu'à $10^{36} \text{ erg s}^{-1}$, alors que leur flux en quiescence est très bas (de l'ordre de $10^{32} \text{ erg s}^{-1}$). Aujourd'hui, 12 SFXTs sont confirmées dans la Voie Lactée, et deux sont encore à l'état de candidates.

Il est fort possible que certains types de binaires X, que l'on range pour l'instant dans des catégories séparées, ne correspondent en fait qu'à des phases différentes d'un même chemin évolutif. Parce qu'une vie humaine n'est pas suffisante pour voir un système particulier évoluer, il faut donc en identifier le plus possible pour avoir une chance d'en découvrir à plusieurs étapes différentes de leur vie et ainsi retracer leur évolution globale.

Ainsi, l'identification de nouvelles binaires X permet à court terme de mieux cerner les différentes catégories, de faire des études statistiques et de synthèse de population lorsque le nombre devient assez élevé, puis à terme de retracer de manière observationnelle les différents chemins évolutifs qu'empruntent ces systèmes, afin de les confronter aux modèles théoriques.

Cette partie présente donc la campagne d'identification de sources détectées à haute énergie, par le biais de données spectrophotométriques en infrarouge proche. On commence par passer en revue les motivations d'une telle étude, ainsi que les défis qu'elle représente. On donnera ensuite les détails des observations réalisées au chapitre 6 puis les méthodes utilisées pour l'identification des sources au chapitre 7. On présentera les résultats et nous discuterons de leur impact au chapitre 8 pour enfin conclure sur l'étude.

Diversité et similarité des sources X – Problématique d'identification aux hautes énergies

Comme brièvement expliqué en partie introductory (2), une partie significative du rayonnement à haute énergie présent dans l'univers provient directement ou indirectement de phénomènes d'accrétion sur un objet compact. On s'intéressera ici uniquement à ces sources accrétantes, qui parce qu'elles partagent le même mécanisme à l'origine de leur rayonnement, peuvent être diverses en nature mais similaires en comportement. Ces similitudes, notamment aux hautes énergies, sont un frein à l'identification de leur nature, qui peut aller du noyau actif d'une galaxie lointaine à un système binaire de faible masse situé à quelques centaines de parsecs du système solaire.

On donne dans cette section quelques éléments sur les mécanismes de production de rayonnement à haute énergie dans les sources accrétantes, afin de justifier leur suivi dans d'autres gammes de longueur d'onde.

Accrétion par débordement de Lobe de Roche

Cas d'accrétion sur un trou noir

Les sources accrétantes mettant en jeu un trou noir sont soit des binaires de faible ou grande masse, soit des noyaux actifs de galaxie. Ces derniers sont des versions démesurément plus grandes des binaires, où le trou noir supermassif au centre d'une galaxie accrète du matériel de son environnement.

Le rayonnement émis par l'accrétion de matière impose en retour une certaine pression de radiation sur le matériel en accrétion. Lorsque l'énergie rayonnée devient comparable à l'énergie potentielle gravitationnelle du matériel en accrétion, le flot d'accrétion tend à s'estomper sous la pression de radiation. La luminosité qui correspond au cas limite où la pression de radiation empêche complètement l'accrétion est appelée luminosité d'Eddington (eq. 5.2). Pour les sources dont la luminosité dépasse quelques pourcents de la luminosité d'Eddington, on peut détecter une émission de corps noir à quelques keV provenant d'un disque géométriquement mince mais optiquement épais qui s'organise autour de l'objet compact. En regardant un peu plus loin dans les hautes énergies, on voit apparaître un continuum dominé par une loi de puissance ($\Gamma = 2 - 3$) jusqu'aux MeV. Cette émission vient d'un plasma relativiste très chaud qui entoure l'objet compact. Dans cette couronne de matière, des électrons relativistes céderont leur énergie aux photons X et UV provenant du disque par diffusion Compton-inverse pour les transformer en rayonnement gamma. Cette configuration particulière est appelé état haut-mou (*high-soft state*) car la luminosité totale intégrée à haute énergie est grande (*high*), mais provient majoritairement des X mous (*soft*) de l'émission de corps noir et de la couronne de l'objet compact.

$$L_{Edd} = \frac{4\pi c G M m}{\sigma_T} \quad (5.2)$$

Lorsque ces sources présentent une luminosité très faible devant celle d'Eddington, le continuum est porté par une loi de puissance plus dure ($\Gamma = 1.5 - 2$) avec une coupure vers 100 keV. C'est l'état bas-dur (*low-hard state*). La comptonization des photons se fait dans un plasma opaque très chaud, donc les particules diffusantes les photons sont en équilibre thermique. Parce que le plasma est opaque, il peut y avoir de multiples diffusions Compton, ce qui permet d'atteindre des très hautes énergies. Des jets de part et d'autre de l'objet compact peuvent apparaître et émettre jusqu'en radio par rayonnement synchrotron. Il y a aussi la possibilité de voir des photons de la couronne réfléchis par le disque, toujours par effet Compton-inverse. L'émission thermique du disque est techniquement toujours présente, mais est souvent cachée par le reste. C'est d'autant plus vrai que l'objet compact est massif : des modèles d'accrétion donne une dépendance en masse de la température du disque, qui varie en $M^{-0.25}$. De ce fait, la contribution du disque autour d'un AGN est bien moins significative qu'un disque autour d'un trou noir de masse stellaire.

Accrétion sur un objet compact magnétisé

Typiquement, les étoiles à neutrons sont des objets fortement magnétisés (de 10^8 à 10^{15} Gauss pour les champs les plus intenses, [Konar \(2017\)](#)). Certaines naines blanches peuvent aussi présenter un champ magnétique important (10^4 à 10^9 Gauss, [Kawka \(2018\)](#)).

Les variables cataclysmiques magnétisées, dites polaires ou polaires-intermédiaires (voir 5.5), sont typiquement les binaires qui peuvent atteindre les plus hautes énergies, car le champ magnétique intense de la naine blanche inhibe la formation d'un disque et dirige le flot d'accrétion vers ses pôles. Cela crée une zone très restreinte de choc intense à la surface de l'objet compact, dont la région post-choc est chauffée jusqu'à 100 keV. Le flux de matière suivant le champ magnétique peut agir comme un rideau qui cache périodiquement le site d'accrétion sur la ligne de visée, ce qui donne des éclipses à haute énergie.

Si la séparation entre l'étoile donneuse et l'objet compact magnétisé est suffisamment faible, le champ magnétique peut forcer la synchronisation de la période orbitale avec la période de rotation de l'étoile. Ainsi, l'étoile compagnon présente toujours la même face vers l'objet compact, et

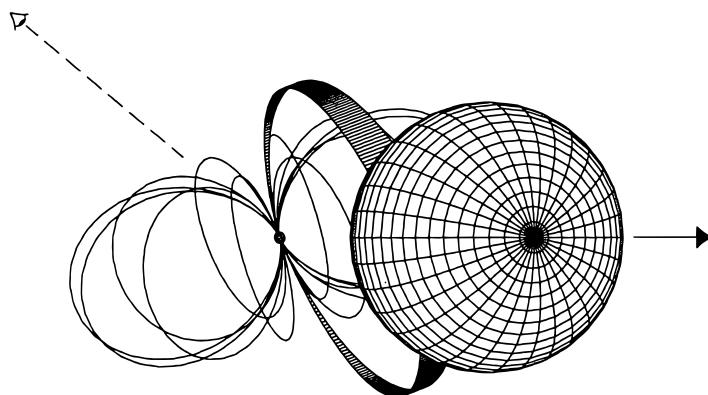


FIGURE 5.5 – Variable cataclysmique polaire. Le champ magnétique intense de la naine blanche dirige le flux d'accrétion vers ses pôles, inhibant la formation d'un disque. *Source : adapté de Schmidt (1999)*

est éclairée de manière permanente de rayons X qui chauffent sa surface au-delà de sa température effective initiale.

Accrétion sur une naine blanche non-magnétisée

Pour les variables cataclysmiques non-magnétiques, il existe plusieurs classes différentes. Typiquement, le disque d'accrétion s'étend jusqu'à la surface de la naine blanche. Il se peut que le disque se déplete quasi-entièrement, d'un coup, entraînant alors un sursaut en rayons X et gamma. Les nova classiques sont des phénomènes qui peuvent avoir lieu lorsque de l'hydrogène s'accumule par accrétion à la surface de la naine blanche, et entre brusquement en fusion.

Variabilité

Parce que l'accrétion est un phénomène dynamique, le temps caractéristique sur lequel il peut varier peut être relativement court. Par exemple, la période orbitale peut moduler l'accrétion, et ce d'autant plus que l'excentricité est grande. Typiquement, les binaires X ont une période entre quelques heures et quelques centaines de jours. La formation d'un disque d'accrétion autour de l'objet compact est une autre source de variabilité. Ces structures ne sont pas forcément stables et peuvent exister hors de l'équilibre hydrostatique, ce qui peut par exemple entraîner leur déplétion rapide dans l'objet compact suite à un changement de viscosité. Leur taux d'ionisation, notamment gouverné par les radiations UV et X produites par les régions d'accrétion, peut coupler leur structure avec le champ magnétique de l'objet compact, ce qui entraîne en retour un changement dans le régime d'accrétion.

Cette variabilité implique qu'une source accrétante peut montrer des caractéristiques très différentes aux hautes énergies selon l'époque à laquelle elle est observée. C'est une des raisons pour lesquelles il existe généralement une dégénérescence concernant la nature exacte des sources à haute énergie.

Nécessité de suivi à plus basse énergie

Il existe donc une grande diversité de systèmes accrétants, que l'on peut distinguer des étoiles classiques grâce à l'observation de leur rayonnement à haute énergie. Cependant, les données obtenues en gamma ou X ne sont généralement pas suffisantes pour identifier sans ambiguïté la nature de la source (extragalactique, type de binaire...). L'accrétion, commune à ces sources, les rend trop similaires aux hautes énergies, en partie parce que ces longueurs d'ondes sondent en priorité les zones sujettes à l'accrétion.

Déterminer la nature exacte d'une source accrétante nécessite donc des observations à d'autres longueurs d'ondes. Le domaine optique/infrarouge est très adapté pour cela : les observations sont relativement simples à mettre en œuvre, et permettent d'obtenir des informations indépendantes

des émissions à haute énergie. Notamment, c'est dans ce domaine que les étoiles rayonnent la majorité de leur énergie, en laissant des empreintes dans leur spectre – les raies spectrales – qui facilitent leur identification.

Dans l'étude qui suit, la méthode employée consiste donc à effectuer des observations en infrarouge proche de sources détectées au préalable dans le domaine X/gamma. Les spectres infrarouges sont alors analysés de manière à identifier la nature de la source, notamment (en ce qui concerne les systèmes binaires) en dérivant le type spectral de l'étoile donneuse.

Chapitre 6

Données observationnelles en infrarouge proche

6.1 L'échantillon de sources X à identifier

Si le rayonnement X/gamma n'est pas suffisant pour formellement identifier la nature d'une source, il peut cependant donner des indices qui nous permettent de sélectionner les sources X qui ont le plus de probabilités d'être des binaires au sein de notre galaxie. Par exemple, certains spectres X peuvent présenter des raies d'émission, comme la transition K_{α} du fer vers 1.9 Å, dont on peut mesurer le décalage vers le rouge si elle provient du noyau d'une galaxie distante.

Une stratégie simple pour optimiser le nombre de sources galactiques dans un échantillon consiste à restreindre le champ d'étude aux sources qui se situent dans le plan galactique. En effet, la ligne de visée contiendra statistiquement bien plus de sources galactiques que si l'on regardait perpendiculairement au plan, car les sources extragalactiques sont réparties uniformément dans le ciel (voir en particulier la figure 5.4c de la partie II).

Ainsi, ce sont 50 sources *INTEGRAL* qui ont été choisies en 2012 pour une campagne d'identification en infrarouge proche. Leur nature restait encore inconnue ou mal contrainte, mais elles ont été sélectionnées sur la base des conclusions apportées en X/gamma ainsi que sur le fait qu'elles se situent en majorité dans le plan galactique.

6.2 Stratégies d'observation et de réduction des données

L'échantillon de sources *INTEGRAL* a fait l'objet d'une proposition de temps d'observation au Very Large Telescope (VLT) de l'Observatoire Européen Austral (European Southern Observatory, ESO par la suite). Les données que l'on présente ici sont issues d'observations du programme 089.D-0181(A) (PI S. Chaty), effectuées en 2012 sur la troisième unité du VLT (UT3). Le télescope de 8 m de diamètre effectif était équipé de l'instrument ISAAC (aujourd'hui remplacé par SPHERE, un instrument consacré à la recherche d'exoplanètes). ISAAC permet à la fois de produire des images et des spectres dans la gamme 1–2.5 μm qui constitue les infrarouges proches.

TABLEAU 6.1 – Caractéristiques de l'instrument ISAAC.

Format détecteur	Échantillonnage	Champ de vue	Magnitude limite	Résolution spatiale	Résolution spectrale
1024 × 1024	0.148" px ⁻¹	2.5" × 2.5"	K _s = 22 (1 h)	0.7"	750 (fente de 0.6")

6.2.1 Infrarouges proches – avantages, inconvénients

Le domaine des infrarouges proches est parfaitement adapté à notre échantillon de sources. Tout d'abord, on cherche idéalement à trouver de nouveaux systèmes binaires en identifiant la nature de l'étoile compagnon, et ce domaine d'observation contient de nombreuses raies qui facilitent cette identification. De plus, la majorité de nos sources se trouvent dans le plan galactique, où l'absorption interstellaire est typiquement plus grande. Or, les infrarouges sont bien moins sensibles à cette absorption, qui croît fortement vers les plus petites longueurs d'ondes, d'où l'autre nom qu'on lui donne : rougissement interstellaire (voir figure 6.2). Le plan galactique contient beaucoup de poussières dans la ligne de visée qui augmentent l'absorption d'une source en arrière-plan. Ainsi, observer en infrarouge proche permet de réduire considérablement cette absorption comparé au domaine du visible, et donc de sonder plus loin dans le plan galactique.



FIGURE 6.1 – Les quatre unités du Very Large Telescope (VLT). *Source : ESO*

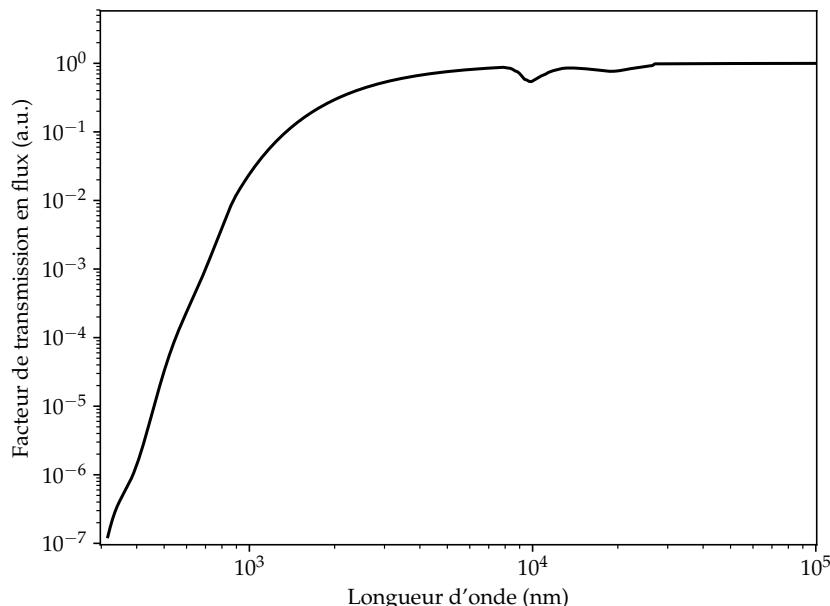


FIGURE 6.2 – Facteur de transmission résultant du rougissement interstellaire. La courbe est obtenue à partir des équations disponibles dans [Cardelli et al. \(1989\)](#) pour le visible et l'infrarouge proche, et [Chiar & Tielens \(2006\)](#) pour les infrarouges moyens. Ici, le rougissement correspond à une différence de magnitude visuelle de $A_V=10$, soit un facteur de transmission de 10^{-4} à 550 nm.

Cependant, l’observation dans les infrarouges depuis le sol pose aussi quelques problèmes en contrepartie, causés par l’atmosphère terrestre. D’une part, sa température fait que l’atmosphère devient une source prépondérante notamment à cause de son rayonnement de corps noir, avec un pic vers $10\text{ }\mu\text{m}$, mais aussi à cause de la désexcitation de certaines molécules comme les radicaux OH. D’autre part, beaucoup d’espèces chimiques coexistent dans l’atmosphère (dioxyde de carbone, méthane, dioxygène, ozone...) et leurs niveaux rovibrationnels se situent exactement dans notre gamme de longueur d’onde. Ainsi, le rayonnement infrarouge provenant de l’espace est absorbé par ces espèces, altérant au passage l’allure du spectre en cachant certaines raies astrophysiques derrière des séries rovibrationnelles purement telluriques.

6.2.2 S’affranchir de l’émission du ciel en infrarouge

Sur le temps d’une nuit d’observation, les conditions atmosphériques peuvent légèrement changer. Pour caractériser et retrancher l’émission du ciel afin de produire des images de qualité propre à l’analyse, il faut donc idéalement le faire en même temps que les acquisitions sur les sources étudiées.

Typiquement, une observation sur une source se décompose en une série d’acquisitions. On

peut en profiter pour prendre chaque image et chaque spectre sur une position du ciel différente à chaque fois, tout en gardant la source d'intérêt dans le champ de vue (ou la fente du spectrographe).

Acquisitions photométriques en *jitter*

Cette technique d'observation consiste à pointer plusieurs positions différentes, tirées au hasard autour de la source d'intérêt (de l'anglais *jitter*, "tremblottement"). En prenant l'image médiane de toutes les acquisitions, on obtient une estimation du fond de ciel dans le champ de vue. Pour que cela marche, il faut au moins avoir trois acquisitions différentes, mais plus on a d'images plus leur médiane sera une estimation correcte du fond de ciel.

L'image de fond de ciel produite peut alors être retranchée aux acquisitions individuelles pour corriger l'émission thermique de l'atmosphère (6.3). Cette méthode est très efficace, tant par sa simplicité que par le fait qu'elle ne nécessite pas de sacrifier du temps d'observation (contrairement à certains autres procédés de calibration).

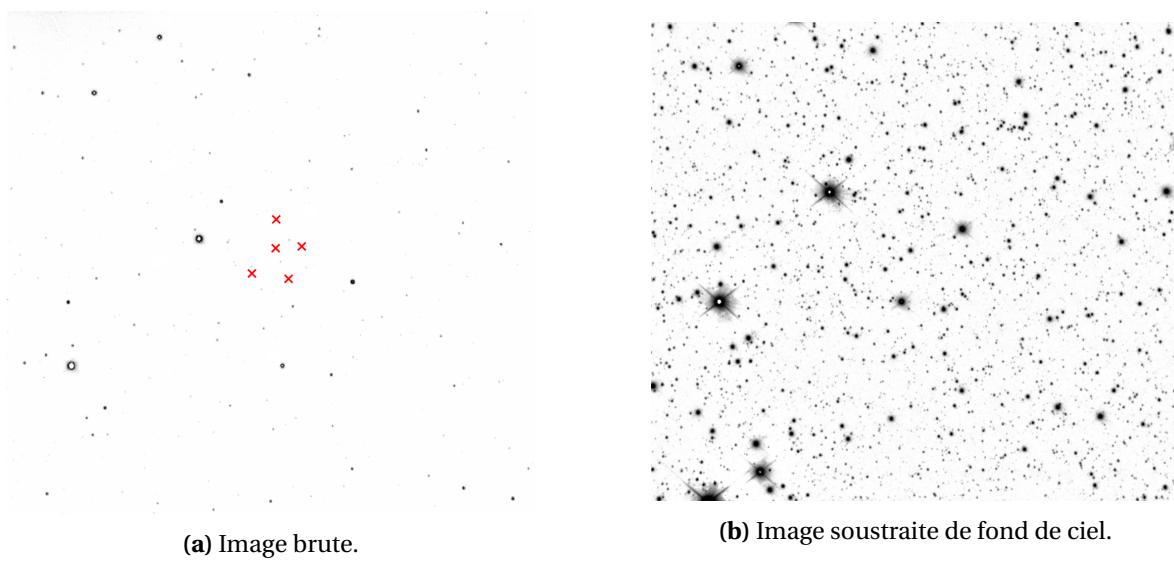


FIGURE 6.3 – Champ de vue d'IGR J12489-6243. À gauche, une image brute avec les différentes positions de pointage pour la procédure de *jitter* indiquées par des croix rouges. À droite, l'image soustraite de l'estimation du fond de ciel par la médiane des images *jitter*.

Acquisitions spectroscopiques en *nodding*

En spectroscopie, on utilise ici un instrument qui sélectionne une fine bande de ciel (grâce à la fente) afin d'en disperser le rayonnement perpendiculairement à son axe. L'image produite, en deux dimensions, possède donc une information spatiale sur un axe, et spectrale sur l'autre. Pour estimer le fond de ciel, on ne peut donc jouer que sur une dimension pour le pointage autour de la source d'intérêt. On fait donc plusieurs acquisitions en positionnant la source à différents endroits de la fente (*nodding*, anglais pour un hochement de tête affirmatif, voir figure 6.4).

On pourrait aussi utiliser la médiane des spectres obtenus pour estimer le fond de ciel, mais la réduction à un seul degré de liberté pour le pointage rend cette procédure moins bonne pour estimer le fond de ciel. On procède alors par séries de deux positions A et B sur la fente, de manière à suivre un plan d'observation constitué de blocs suivant la séquence A, B, B et A. On peut multiplier les séquences si nécessaire, et on peut même optimiser la procédure en effectuant un micro-jitter autour des positions A et B entre chaque séquence, dont le décalage est bien plus petit que la distance entre les positions A et B. Cela peut notamment permettre de s'affranchir de défauts qui pourraient être présents sur le détecteur.

On réduit ensuite chaque séquence en deux sous-images en faisant la soustraction de deux acquisitions adjacentes (A-B et B-A). La procédure de soustraction élimine alors la contribution du ciel. On recombine ces deux images en faisant à nouveau une soustraction (A-B) - (B-A), ce qui permet d'obtenir une seule image produite à partir d'une séquence, qui contient la moyenne des positions A en positif et la moyenne des positions B en négatif.



FIGURE 6.4 – Illustration du *nodding* en infrarouge. La position de la fente est indiquée en rouge, et glisse depuis la position A vers la position B suivant la séquence ABBA.

Extraction de spectres 1D à partir d'images 2D

L'image 2D d'un spectre contient à la fois des informations spatiales et spectrales. Plusieurs sources sont habituellement présentes dans la fente du spectrographe pendant les acquisitions : il faut donc identifier quel spectre parmi ceux présents sur l'image 2D appartient à la source d'intérêt (figure 6.5).

Pour cela, on projette l'image 2D sur son axe spatial (6.6), et connaissant la position de la fente du spectrographe sur le ciel, on fait correspondre la position des spectres avec celle des étoiles du champ de vue. L'orientation de la fente est choisie avant les acquisitions, mais peut être réajustée si besoin est, par exemple dans le cas où une étoile trop brillante se trouve proche de la cible. On cherche en effet à obtenir un spectre facile à isoler, et qui n'est pas pollué par le spectre d'autres sources dans le champ de vue.

Dans la suite, on utilise notamment le logiciel IRAF pour la manipulation des données lors de la réduction. Notamment, la procédure IRAF.APALL permet ici d'ajuster la trace laissée par le spectre afin d'optimiser la quantité de signal sur le spectre final. En effet, le spectre d'une source sur l'image spectrale en 2D n'est jamais parfaitement orientée selon un axe précis, et suit habituellement une courbure causée par le système optique, dont la forme peut dépendre de la position de la source dans la fente. Cette trace spectrale est ajustée avec des fonctions polynomiales, dont l'ordre est choisi afin de bien reconstruire la courbure globale sans sur-ajuster des petites variations qui disparaissent avec l'extraction. On note par exemple sur la figure 6.7 que la partie droite du spectre semble suivre une courbure très abrupte, ce qui n'est que la conséquence de la mauvaise réponse spectrale en bord de détecteur et donc de la perte drastique de signal à cet endroit.

6.2.3 S'affranchir de l'absorption du ciel en infrarouge

Historiquement, la correction de l'absorption atmosphérique passe par l'acquisition de spectres de une ou plusieurs étoiles standard. Elles sont choisies pour leur brillance élevée ainsi que pour leur spectre simple, sans trop de raies en émission ou absorption. Parce que leur spectre est déjà

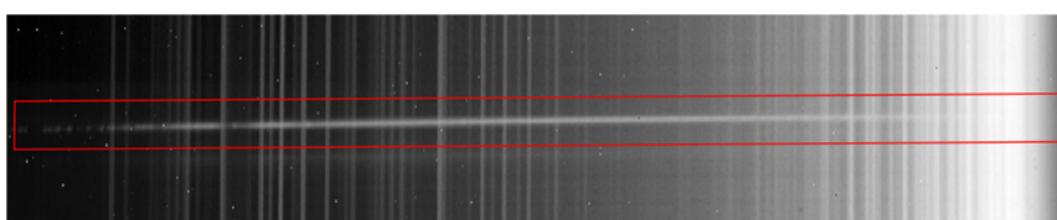


FIGURE 6.5 – Image 2D d'un spectre brut acquis avec ISAAC sur IGR J13020–6359. Ici, l'axe spectral est horizontal, tandis que la verticale est un axe spatial. Le spectre de la source est détourné en rouge. On peut y voir des séries de raies présentes sur tout l'axe spatial : elles proviennent des radicaux OH dans l'atmosphère, et sont soustraite par la procédure de *nodding*.

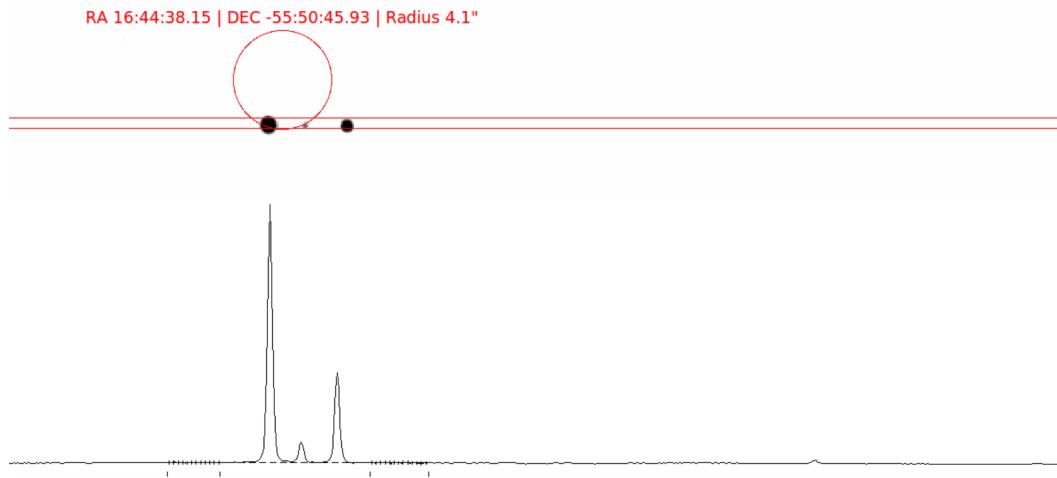


FIGURE 6.6 – Correspondance entre les étoiles d'un champ de vue et leur spectre. En haut, l'image acquise sur trois étoiles en bande K_s . La position de la fente est indiquée par les bandes rouges, tandis que la position de la source X est donnée par le cercle. En bas, la projection du spectre correspondant sur son axe spatial.

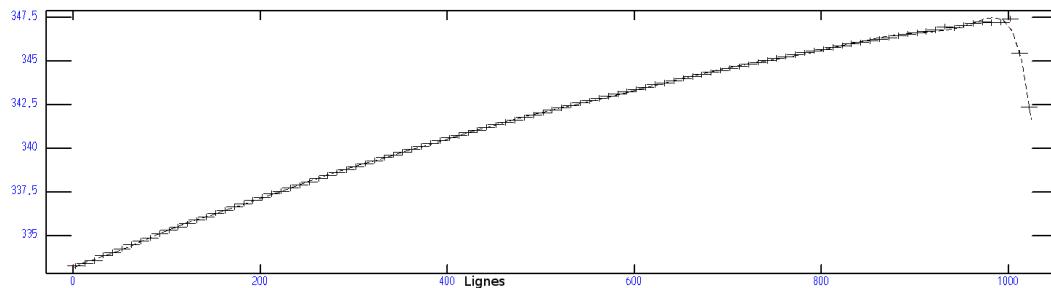


FIGURE 6.7 – Ajustement de la trace d'un spectre avec IRAF.APALL. Les abscisses correspondent à l'axe spectral, tandis que les ordonnées sont un axe spatial. Le spectre d'une source dérive de quelques pixels de manière non-linéaire, ce qui justifie d'ajuster sa trace avant extraction.

connu, il est donc possible d'isoler les parties contaminées par l'absorption tellurique pour estimer la réponse en absorption de l'atmosphère. Il suffit alors de diviser les spectres sur les sources d'intérêt par cette réponse pour les corriger.

Cela pose plusieurs problèmes. D'une part, plusieurs étoiles standard se sont révélées variables avec le temps, ce qui rend caduque la procédure. D'autre part, si on corrige les raies d'absorption telluriques, il y a aussi le risque d'introduire des artefacts dans les spectres à cause des raies résiduelles de l'étoile standard. Enfin, faire des acquisitions sur des étoiles standard empiète sur le temps total d'observation alloué, et diminue donc le temps que l'on peut consacrer aux sources d'intérêt : il faut en effet faire les acquisitions d'étoiles standard dans les mêmes conditions que celles réalisées sur la cible.

De nos jours, il existe un logiciel en particulier, *Molecfit* (Kausch et al. 2015; Smette et al. 2015), dédié à la correction de l'absorption atmosphérique sur des spectres acquis à l'ESO. Il contient un code de transfert de rayonnement qui permet d'ajuster l'intensité des transitions de chacun des éléments présents de l'atmosphère, en tenant compte de tous les paramètres atmosphériques au moment des observations (température, pression, humidité, vitesse du vent...).

Les avantages à utiliser cette méthode sont multiples. Il est premièrement possible de mieux rentabiliser le temps alloué car il n'est plus nécessaire d'observer des étoiles standard. Ensuite, ce logiciel fournit un moyen reproductible pour l'estimation de l'absorption atmosphérique, et permet de s'affranchir de tout risque d'introduire des artefacts. Dans la bande infrarouge K, le dioxyde de carbone, l'eau et le méthane sont les trois espèces qui produisent des séries d'absorptions qui doivent absolument être corrigées pour révéler certaines raies sous-jacentes appartenant à la source astrophysique (voir figure 6.8). Dans l'exemple donné en figure 6.9, les seuls artefacts

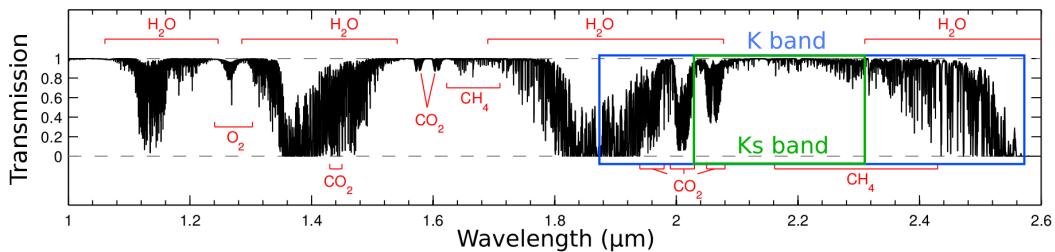


FIGURE 6.8 – Spectre normalisé de l’absorption atmosphérique en infrarouge proche. Les bandes d’intérêt K et K_s sont encadrées, et montrent que l’eau, le dioxyde de carbone et le méthane introduisent des raies indésirables dans les spectres infrarouges. *Source : Smette et al. (2015)*

de corrections présents le sont sur les bords de la gamme spectrale, là où le signal du spectre original était très faible à cause de la réponse de l’instrument : ils témoignent simplement du rapport signal à bruit très faible du spectre initial, et ne sont donc pas directement causés par l’utilisation de Molecfit.

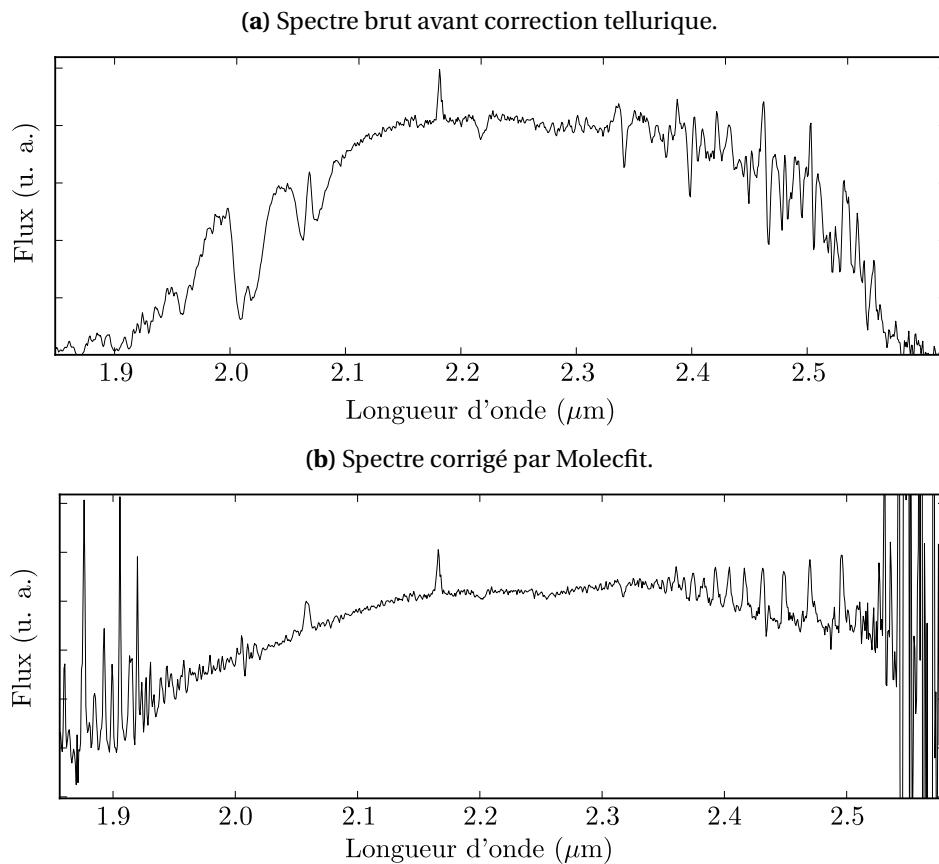


FIGURE 6.9 – Spectres en bande K de IGR J13020-6359. Le spectre est présenté avant (a) et après (b) correction tellurique par Molecfit, et permet de mettre en évidence une série de raies en émission (série de Pfund de l’hydrogène, après 2.3 μm) qui était cachée dans les nombreuses raies d’absorption de l’eau.

6.3 Acquisitions et extraction des observables

6.3.1 Imagerie

Les acquisitions en imagerie ont été réalisées à travers un filtre standard K_s de l’ESO (1.98–2.35 μm). Le champ de vue sur le ciel de chaque image est de $2.5' \times 2.5'$ avec un échantillonnage de $0.148'' \text{ px}^{-1}$. Pour chaque source, cinq images ont été prises selon la stratégie de *jitter*, avec

un décalage spatial aléatoire de l'ordre de 10" autour de la source. Les images ont été réduites à l'aide de routines IRAF et des images brutes de calibration acquises au même moment que les observations.

La contribution du courant d'obscurité à d'abord été soustraite à partir d'images acquises sans exposer le détecteur (*dark*), puis la réponse en flux a été corrigée via des images d'illumination uniforme prises sur le ciel au moment du coucher ou du lever du Soleil. La contribution thermique du ciel a été estimée par la médiane des cinq images en *jitter* prises sur chaque source, et soustraite. Enfin, les images ont été alignées en se basant sur les décalages relatifs pratiqués par l'ESO en *jitter*, puis moyennées pour optimiser le rapport signal à bruit.

Astrométrie

Les images astronomiques délivrées par l'ESO contiennent déjà une solution astrométrique, qui permet d'associer un système de coordonnées aux images afin de localiser les sources d'intérêt. Cependant, cette solution est trop approximative dans notre cas, car la précision des coordonnées de nos sources est souvent meilleure que celle de la calibration astrométrique fournie par l'ESO.

Il faut donc effectuer une calibration plus fine afin de pouvoir identifier sans ambiguïté nos sources dans les champs de vue. On utilise pour cela le logiciel GAIA (*Graphical Astronomy and Images Analysis Tool*, à ne pas confondre avec le satellite Gaia). À partir de la première calibration approximative, on peut importer à partir du logiciel toutes les sources tabulées dans un catalogue choisi. Dans notre cas, on utilise les sources recensées dans le 2MASS Point Source Catalogue (PSC, [Skrutskie et al. 2006](#)) qui sont présentes dans le champ de vue de nos acquisitions. On fait correspondre les positions cataloguées avec les sources de l'image, d'abord manuellement pour un décalage global, puis automatiquement en faisant un ajustement gaussien pour trouver le centroïde des sources. Une solution astrométrique est enfin calculée par le logiciel.

Ce procédé permet d'obtenir une solution astrométrique avec une précision allant de 0.06" à 0.2", ce qui est au pire des cas trois fois plus précis que les meilleurs cercles d'erreur en X que nous avons à notre disposition pour nos sources. On peut alors identifier avec une très bonne fiabilité les contreparties infrarouges de nos sources, qui ne sont plus limitée que par la précision des positions données en X/gamma.

Photométrie d'ouverture

Pour extraire la magnitude en bande K_s des sources, on utilise l'outil IRAF.QPHOT qui permet de réaliser une opération de photométrie d'ouverture. Le procédé consiste à sommer la valeur des pixels contenus à l'intérieur d'un cercle autour de la cible, puis d'y soustraire la somme des pixels dans un anneau de plus grand diamètre qui sert d'estimation du fond de ciel local. Chacune de ces valeurs est pondérée par la surface sommée ainsi que par le temps d'intégration (T_{exp}). La taille du disque d'intégration et de l'anneau de ciel sont choisis de manière à contenir l'ensemble du flux de la cible tout en évitant la contamination de sources proches. Avec l'instrument ISAAC, le flux des sources est typiquement intégré dans un cercle d'un rayon de 1.2", et le fond local est estimé dans un anneau de 2.5" de rayon et d'épaisseur 1" environ.

Le flux est alors obtenu en ADUs⁻¹ (*Analog-to-Digital Unit*), qui est une unité relative qui dépend entièrement de l'instrument et du télescope utilisé. On peut la convertir en magnitude instrumentale selon l'équation 6.1.

$$m_{inst} = -2.5 \log \left(\frac{\sum_{cercle} \text{ADU}}{T_{exp}} \right) \quad (6.1)$$

Il faut donc calibrer cette valeur avec un point de référence ainsi qu'avec la dépendance en flux qui correspond à la réponse du détecteur. Cependant, on travaille avec des sources typiquement assez faibles, et avec des temps d'intégration qui font que l'on utilise le détecteur dans son régime de linéarité. L'écart à la linéarité y est en effet insignifiant par rapport aux autres sources d'erreur.

Ainsi on cherche uniquement à trouver le point zéro Z_p de la photométrie, la référence qui permet de passer d'une magnitude instrumentale à une magnitude calibrée.

Le point zéro de la photométrie est extrait à partir d'images acquises sur des étoiles standard, qui sont dans notre cas au nombre de 8. L'extinction atmosphérique intégrée en bande K_s est estimée à partir du facteur d'extinction annuel donné par l'ESO ($A_{K_s} = 0.07 \pm 0.01 \text{ mag airmass}^{-1}$), et de la masse d'air traversée pendant les acquisitions (X , exprimée en fraction d'atmosphère). La magnitude calibrée est obtenue selon l'équation 6.2. Dans le cas d'une étoile standard, la magnitude calibrée est connue et on trouve le point zéro grâce aux résultats de la photométrie d'ouverture.

$$m_{cal} = m_{inst} + Z_p - X \times A_{K_s} \quad (6.2)$$

La valeur du point zéro n'a pas d'importance particulière ; par contre l'incertitude avec laquelle est elle déterminée impacte directement les incertitudes sur la photométrie des cibles d'intérêt. Ainsi, nous avons estimé le point zéro de la photométrie sur 8 étoiles standard différentes, en moyennant les valeurs obtenues. On estime l'erreur commise en prenant l'écart type de ces valeurs, qui donne une incertitude sur le point zéro $eZ_p = 0.038 \text{ mag}$.

6.3.2 Spectroscopie

Les acquisitions en spectroscopie ont été réalisées en fente longue, avec le mode basse résolution (SWS-LR). La fente utilisée a une largeur de $0.6''$. La gamme spectrale en bande K s'étend de 1.8 à $2.5 \mu\text{m}$, et est échantillonnée à 7.14 \AA px^{-1} . La résolution spectrale expérimentale a été mesurée sur les raies fines du radical OH de l'atmosphère à une valeur de $26 \pm 1 \text{ \AA}$, à $22\,000 \text{ \AA}$ ($R = 845 \pm 30$). Les spectres ont été acquis selon la procédure de *nodding* avec un décalage de $30''$ entre les différentes positions dans la fente. Pour chaque source, huit spectres ont été acquis. Chaque spectre individuel est extrait avec l'outil `IRAF.APALL`, qui permet d'ajuster la trace du spectre dans le plan espace-longueur d'onde, puis de l'extraire. L'empilement des spectres est fait avec une médiane afin de s'affranchir des rayons cosmiques.

Calibration spectrale

La solution spectrale en longueur d'onde est obtenue avec un spectre de référence fourni par l'ESO, et ce grâce à la procédure `IRAF.IDENTIFY`. La méthode consiste à identifier des raies de calibration issues d'une lampe au xénon sur un spectre acquis dans les mêmes conditions que nos observations. Plus on utilise de raies de calibration, et plus elles sont réparties sur l'ensemble de la gamme spectrale, meilleure sera la solution spectrale.

L'erreur commise sur la solution spectrale est de 0.15 \AA . Cependant, l'instrument ISAAC souffre d'un décalage spectral d'ordre 0 en fonction de la position pointée sur le ciel, probablement causé par les contraintes mécaniques sur son armature. Il faut ainsi corriger de décalage individuellement pour chaque source. Cela a été réalisé en ajustant la position des raies du radical OH sur les spectres de fond de ciel associés à chaque source (fig. 6.10).

Les longueurs d'ondes tabulées du radical OH sont prises dans [Rousselot et al. \(2000\)](#), et nous avons utilisé huit raies dans la gamme $20\,000$ – $22\,000 \text{ \AA}$ pour estimer le décalage spectral. Typiquement, ce décalage se situe entre 20 et 50 \AA , ce qui est significatif par rapport à la résolution théorique du spectrographe et la précision de la solution spectrale (0.15 \AA), donc indispensable à corriger.

Ajustement des raies spectrales

Les raies spectrales provenant de nos cibles ne dévient pas significativement d'un profil gaussien. Ainsi, nous avons ajusté toutes les raies par un fonction gaussienne, additionnée d'un continuum local. Cette procédure, qui permet d'extraire les observables telles que la longueur d'onde,

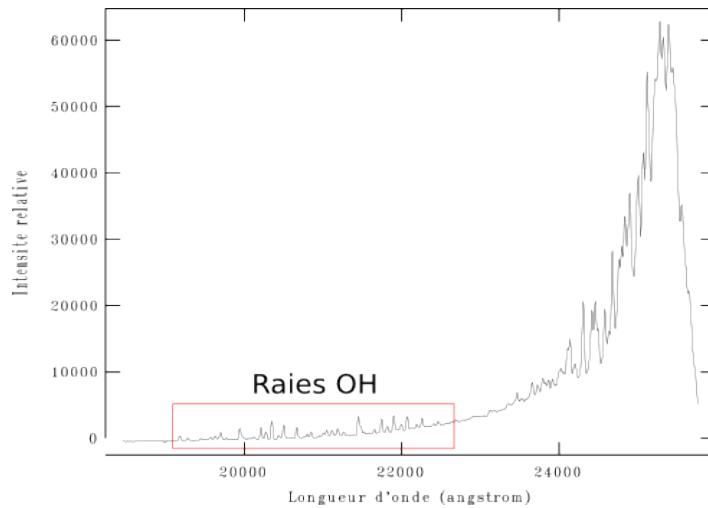


FIGURE 6.10 – Spectre du fond de ciel en bande K. Le continuum est porté par le rayonnement de corps noir du ciel, tandis que les raies d'émission proviennent de la désexcitation du radical OH présent dans l'atmosphère.

l'intensité et la largeur des raies, est effectuée avec la librairie interactive Python PySpeckit (figure 6.11). Le continuum local est d'abord estimé de part et d'autre d'une raie, et est ajusté par une relation linéaire. Ensuite, on ajuste la ou les raies par un profil adéquat, qui est gaussien dans notre cas. On extrait les informations données par l'ajustement concernant le centre de la gaussienne, sa largeur ainsi que son amplitude. On calcule la largeur équivalente du profil en combinant ces valeurs avec l'estimation du continuum local.

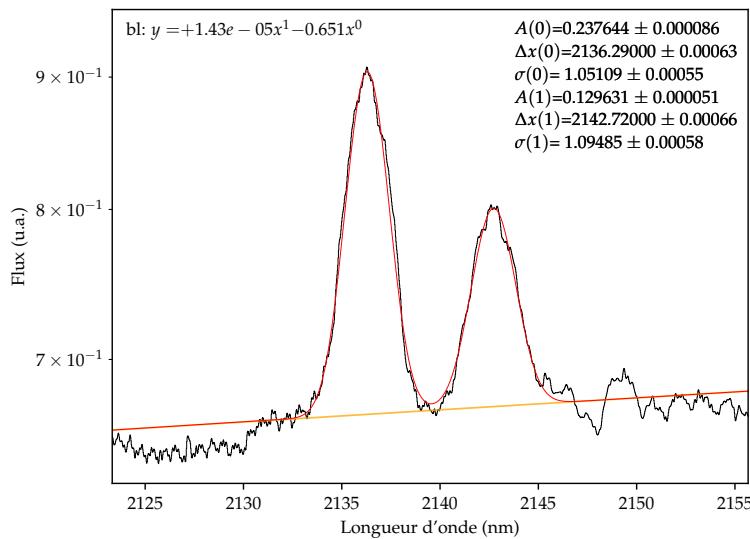


FIGURE 6.11 – Interface interactive de PySpeckit. Le continuum local en orange est ajusté à partir du signal de part et d'autre des raies, et le modèle gaussien ajusté par la suite (en rouge).

Chapitre 7

Identification des sources

7.1 Méthode d'identification

On travaille avec des mesures de la magnitude totale en bande K_s ainsi qu'avec le spectre en bande K de chaque source. La bande étant relativement étroite, le continuum qu'elle contient est très peu contraint et il n'est donc pas possible de l'ajuster avec un modèle d'émission avec précision. Ainsi, on se focalisera surtout sur l'analyse des raies spectrales, dont les caractéristiques permettent de remonter à la nature de la source qui les émet ou les absorbe.

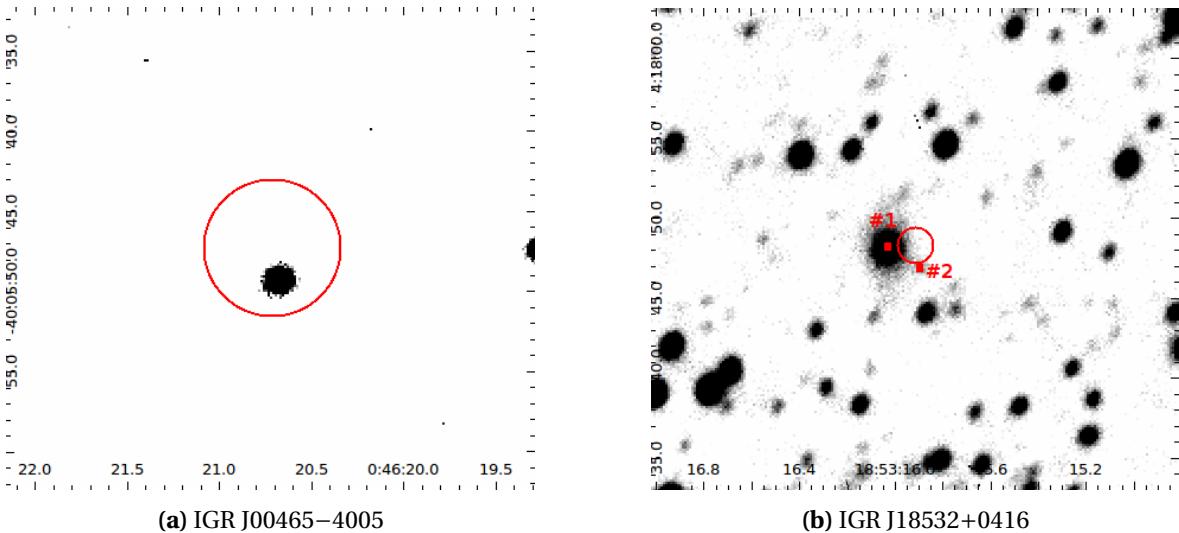


FIGURE 7.1 – Champs de vue pris par ISAAC en bande K_s sur deux sources *INTEGRAL*. Les deux sources sont identifiées comme étant des AGNs : (a) apparaît comme un point-source, tandis que (b) montre des bras spiraux qui ont permis de l'identifier sans ambiguïté. Les cercles d'erreur en rouge proviennent des meilleures localisations disponibles en X (*Swift* et *Chandra* respectivement).

7.1.1 Imagerie

Contrepartie infrarouge

Les images en infrarouge servent en premier temps pour l'association d'une contrepartie à la source détectée à haute énergie. Les images en bande K_s délivrées par ISAAC ont une résolution angulaire entre 0.6 et 1 seconde d'arc selon les conditions météorologiques. Cette résolution permet généralement d'exclure le fait qu'une source de notre galaxie qui apparaît ponctuelle puisse en cacher une autre, trop proche dans le plan du ciel par effet de perspective.

Le problème réside souvent dans la précision des coordonnées associées à la source détectée en X. Ces coordonnées se décomposent en trois valeurs : l'ascension droite, la déclinaison, et le rayon dans lequel la source à une certaine probabilité de se trouver (en général, c'est le rayon à 90% de confiance qui est donné). On parle typiquement de cercle d'erreur, car l'incertitude est symétrique sur les coordonnées spatiales.

Dans des conditions optimales, les satellites Chandra et XMM-Newton peuvent atteindre une précision en dessous de la seconde d'arc, proche de la résolution des images infrarouges. Cela permet d'associer sans ambiguïté une contrepartie infrarouge à la source X. Par contre, si le flux de la source X est trop faible, ou si le cercle d'erreur en X est trop grand, il est possible d'avoir

plusieurs candidats pour la contrepartie. Dans ce cas, le mieux est de faire une demande de temps d'observation avec un instrument X de plus haute résolution ou avec une meilleure sensibilité.

Sources étendues et sources ponctuelles

Une rapide inspection de l'image de la contrepartie infrarouge peut révéler si une source est étendue et présente une forme particulière, ou bien si elle est ponctuelle (7.1). Dans le premier cas, une extension de quelques secondes d'arc permet rapidement de conclure à la présence d'une galaxie d'arrière-plan. Les galaxies hôtes des AGNs étant plutôt compactes, avec un diamètre entre 0.6 et 20 kpc (Rosario et al. 2015), la résolution spatiale de nos acquisitions (0.7") permet de distinguer de telles sources situées jusqu'à 3 Gpc (soit un *redshift* de ~0.74) pour les galaxies les plus grandes.

Dans le deuxième cas, une source ponctuelle peut tout aussi bien être une galaxie plus lointaine et/ou plus petite, ou une étoile de notre galaxie. On doit alors se tourner vers le spectre de la source pour déterminer sa nature.

7.1.2 Spectroscopie

Identification des éléments chimiques

La première étape d'analyse d'une raie spectrale est de déterminer l'élément chimique qui en est à l'origine. L'hydrogène étant particulièrement abondant dans l'univers, on retrouve des raies spectrales très intenses qui lui sont associées, avec notamment la transition Brackett γ (notée $B\gamma$ par la suite) vers 2.16 μm qui se situe exactement au milieu de la gamme spectrale explorée.

L'hélium est aussi souvent responsable d'une bonne partie des raies spectrales d'une source en infrarouge, toujours à cause de son abundance typiquement élevée.

Pour ce qui est des métaux, on trouve notamment du sodium, du calcium ou du magnésium, même si l'étoile est de faible masse et en séquence principale. Les métaux ont pu être apportés soit par le milieu interstellaire au moment de la formation de l'étoile, soit par l'étoile principale, plus massive, qui a pu enrichir son compagnon avant d'évoluer en objet compact.

Pour les étoiles plus froides (de type G, K et M), la température permet à quelques molécules de subsister dans leur atmosphère. C'est le cas du monoxyde de carbone, qui présente des séries de raies d'absorption rovibrationnelles dans la bande K après 2.3 μm .

Décalage vers le rouge

Les noyaux actifs de galaxies sont des objets suffisamment lointains pour présenter un décalage spectral systématique vers le rouge à cause de l'expansion de l'univers, et ce de manière significative. Ainsi, une fois que toutes les raies spectrales sont identifiées, on peut regarder la distribution de leur centre par rapport à la longueur d'onde théorique et/ou mesurée en laboratoire, qui sont des valeurs tabulées¹ bien connues.

Ce décalage vers le rouge s'exprime sous la forme :

$$z = \frac{\lambda - \lambda_{ref}}{\lambda_{ref}} \quad (7.1)$$

avec λ la longueur d'onde du centre de la raie (typiquement ajustée par une fonction gaussienne), et λ_{ref} la longueur d'onde de référence qui correspond à la transition identifiée. Les spectres donnés par l'instrument ISAAC possèdent une résolution spectrale théorique de 750, ce qui permet de mesurer avec certitude un décalage vers le rouge minimal de $z = 0.0013$, ce qui correspondrait à une galaxie située à 6 Mpc. C'est largement suffisant, car la taille du groupe local de galaxies (qui inclut la Voie Lactée, Andromède et bien d'autres galaxies naines) fait environ 3 Mpc, et la gravité

1. Auparavant disponibles sur le site NIST, fermé à présent. On peut utiliser le site Atomic Line List maintenant : <http://www.pa.uky.edu/~peter/atomic/>

y domine encore face à l'expansion de l'univers. On peut donc déterminer la distance à un noyau actif de galaxie situé juste en dehors de notre groupe local. Typiquement, les AGNs détectés par *INTEGRAL* se situent vers $z \approx 0.1$.

Atlases de spectres stellaires

En infrarouges, il existe plusieurs références sur lesquelles se baser pour effectuer une identification rapide du type spectral d'une étoile. Ces catalogues classent de nombreux spectres stellaires selon la température et le stade d'évolution de l'étoile. Dans ce travail, on se base principalement sur les spectres présentés dans [Hanson et al. \(1996, 2005\)](#) et [Kleinmann & Hall \(1986\)](#). Ces atlases couvrent l'ensemble des types spectraux ainsi que des classes de luminosité, et comportent en plus quelques spectres provenant de binaires identifiées.

Rapport d'abondance

Certaines transitions appartenant à différents éléments ou molécules peuvent être présentes dans des proportions qui varient selon la classe de luminosité de l'étoile qui les génère. [Ramirez et al. \(1997\)](#) utilisent le rapport entre la transition du monoxyde carbone $^{12}\text{CO}(2,0)$ et les transitions associées au sodium Na I et le calcium Ca I. La relation entre ces transitions permet notamment de déterminer si l'étoile est en séquence principale ou si elle est évoluée, mais uniquement pour les étoiles froides ($T_{\text{eff}} \lesssim 5000$ K). La figure 7.2 montre que le rapport des largeurs équivalentes $^{12}\text{CO}(2,0)/(\text{NaI} + \text{CaI})$ est constant avec la classe de luminosité, indépendamment de la température effective de l'étoile.

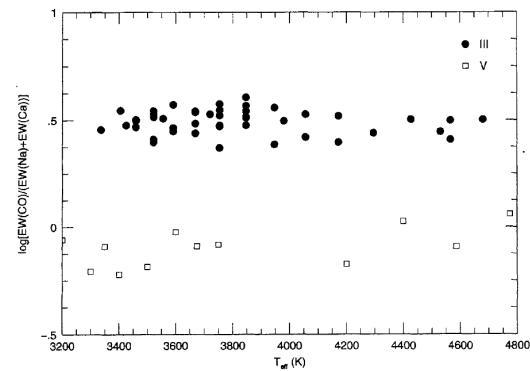


FIGURE 7.2 – Dépendance des largeur équivalentes du $^{12}\text{CO}(2,0)$, Ca I et Na I avec la classe de luminosité. Les géantes (III) sont représentées par des points, les naines (V) par des carrés.
Source : tiré de [Ramirez et al. \(1997\)](#).

7.2 Estimation de la distance pour les binaires galactiques

À l'aide de la magnitude apparente d'une source et de quelques hypothèses sur sa nature, on peut dériver une estimation de sa distance. Dans le cas d'un système binaire présent dans notre galaxie, on se repose notamment sur l'hypothèse que le spectre infrarouge est dominé par l'étoile compagnon. Ainsi, lorsque l'on déduit son type spectral, on peut y associer la température effective de corps noir qui y correspond. De plus, il existe des tables qui recensent les rayons stellaires correspondants à chaque type spectral et classe de luminosité. Ainsi, en connaissant la température et le rayon de l'étoile compagnon, la mesure de sa magnitude apparente permet de remonter à sa distance.

On peut affiner cette estimation en prenant en compte que l'éclat de l'étoile est absorbé le long de la ligne de visée, ce qui constitue l'extinction interstellaire. On la caractérise par la colonne densité d'hydrogène équivalente N_{H} (cm^{-2}) ou par le coefficient d'extinction en magnitude dans la bande visible A_V .

Typiquement, on trouve dans la littérature des mesures de N_{H} effectuées aux hautes énergies pour les systèmes binaires. Leur spectre est ajusté par des modèles d'émission (loi de puissance issue du rayonnement synchrotron, corps noir...) qui sont corrigés par un modèle d'absorption qui dépend de N_{H} . Il existe une relation de passage entre N_{H} et A_V qui est communément utilisée ([Güver & Özel 2009](#)) :

$$A_V = \frac{N_{\text{H}}}{2.21 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}} \quad (7.2)$$

Nous travaillons ici avec des magnitudes en bande K_s , ce qui nous impose d'utiliser le coefficient d'extinction dans cette même bande (A_K) et non pas celui en bande visible (A_V). Il existe encore une fois des études qui ont établi une relation empirique entre les deux ; on se servira de celle présentée dans [Whittet & Bowey \(2003\)](#) qui donne :

$$A_K = 0.09 \times A_V \quad (7.3)$$

On peut alors utiliser l'expression du module de distance pour relier magnitude apparente m , magnitude absolue M , distance d et extinction interstellaire A_K en bande K (eq. 7.4).

$$m^* - M^* = 5 \log(d) - 5 + A_K \quad (7.4)$$

En considérant L_K la luminosité de l'étoile à $2.2 \mu\text{m}$ (centre de la bande K_s), on peut exprimer la magnitude absolue en fonction de celle du Soleil, qui est connue :

$$M_K^* - M_{K,\odot} = -2.5 \log\left(\frac{L_K^*}{L_{K,\odot}}\right) \quad (7.5)$$

La luminosité d'une étoile peut être exprimée, en première approximation, avec la fonction de Planck qui modélise le continuum émis par un corps noir (eq. 7.6).

$$L_K \propto R^2 B_V(T_{eff}, 2.2 \mu\text{m}) \quad (7.6)$$

En combinant les équations 7.4, 7.5 et 7.6, on peut isoler l'expression de la distance en fonction de toutes les observables que l'on connaît :

$$d(\text{pc}) = \left(\frac{R^*}{R_\odot}\right) \left(\frac{B_V^*}{B_{V,\odot}}\right)^{\frac{1}{2}} \times 10^{0.2(m_K^* - A_K - M_{K,\odot} + 5)} \quad (7.7)$$

On notera que cette méthode combine des observables qui ne sont pas directement mesurées (comme le rayon de l'étoile ou la température effective). De plus, l'absence de preuves concernant la présence d'un potentiel disque d'accrétion qui pourrait émettre dans les infrarouges ne signifie pas preuve de l'absence. De ce fait, l'hypothèse que l'étoile compagnon domine le signal en infrarouge pourra très bien être remise en cause par d'autres études qui succéderont à celle-ci.

7.3 Example d'identification : IGR J13020–6359

7.3.1 Informations sur la source

La première étape pour l'identification d'une source X passe par la collecte de toutes les informations disponibles dans la littérature à propos de celle-ci. Cela inclut les résultats d'observations en X/gamma, sa localisation, sa potentielle variabilité, etc.

IGR J13020–6359 apparaît pour la première fois dans les sources *INTEGRAL* dans [Bird et al. \(2006, 2007\)](#). Les auteurs relèvent une proximité avec la source 2RXP J130159.6-635806, qui selon [Chernyakova et al. \(2005\)](#) est un pulsar accrétant. Cette source montre en effet une pulsation cohérente une période de 700 s dérivée à partir d'une collection de données ASCA, BeppoSAX, XMM-Newton et INTEGRAL.

Le spectre entre 1 et 10 keV peut être reproduit par une loi de puissance absorbée d'indice $\Gamma = 0.69 \pm 0.05$ avec une colonne densité d'hydrogène de $N_H = (2.55 \pm 0.13) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$.

7.3.2 Localisation de la contrepartie infrarouge en bande K_s

Il existe plusieurs détections de IGR J13020-6359 parmi l'ensemble des satellites qui observent aux hautes énergies, recensées dans le tableau 7.1. On note que le satellite Chandra n'a pas pointé cette source pour le moment. Sur la carte de champ en figure 7.3a on peut voir que le satellite *INTEGRAL* ne permet de donner qu'une idée approximative de l'endroit où est localisé la source.

Les précisions apportées par *Swift* et *XMM-Newton* sont nécessaires pour avoir une localisation assez fine. Dans le cas d'IGR J13020-6359, les images d'archives 2MASS en bande K montrent que la source de haute énergie se trouve à un endroit où plusieurs sources 2MASS se chevauchent. Il est donc impossible d'identifier clairement la contrepartie infrarouge aux émissions en X/gamma de cette manière.

TABLEAU 7.1 – Coordonnées des détections de IGR J13020-6359 en X/gamma.

Satellite	Ascension droite (J2000)	Déclinaison (J2000)	Erreurs à 90% (")
<i>INTEGRAL</i>	13:01:59	-63:58:04.8	87.6
<i>Swift</i>	13:01:58.84	-63:58:08.7	1.5
<i>XMM-Newton</i>	13:01:58.72	-63:58:08.7	0.39

C'est pour cette raison que l'acquisition d'images avec l'instrument ISAAC est indispensable : sa résolution spatiale est bien meilleure, de même que sa capacité à voir des sources de faible intensité. En effet, la pleine largeur à mi-hauteur de la PSF de 2MASS est typiquement de 3.2'', tandis qu'elle est d'environ 0.7'' pour ISAAC (limitée par le *seeing*, car un miroir de 8 m peut théoriquement atteindre une PSF de 0.07'' à 2.2 μ m). Le temps d'intégration utilisé pour les acquisitions ISAAC permet d'atteindre une magnitude limite de 18 en bande K_s, limite qui n'est que de K~16 pour 2MASS.

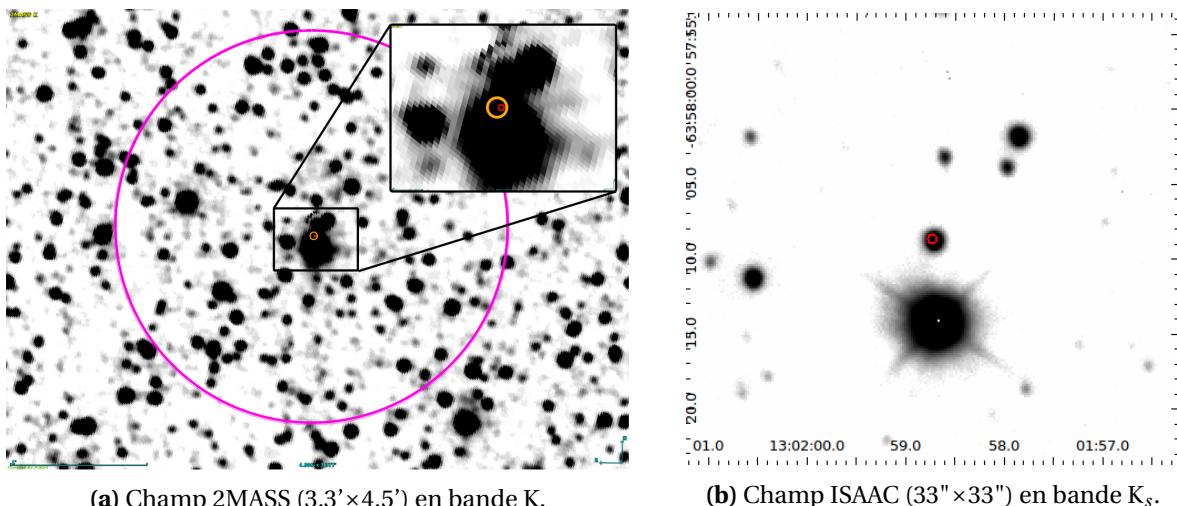


FIGURE 7.3 – Cartes de champ autour d'IGR J13020–6359. À gauche, le champ vu par 2MASS avec les cercles d'erreur *INTEGRAL* (violet), *Swift* (orange) et *XMM-Newton* (rouge). À droite, l'image acquise en bande K_s avec ISAAC présentant le cercle d'erreur XMM-Newton (rouge) qui permet de localiser la contrepartie infrarouge.

Ainsi, c'est grâce à l'image acquise par ISAAC (7.3b) que l'on peut clairement déterminer qu'il y a une seule et unique source infrarouge présente dans le cercle d'erreur de haute énergie. À ce stade, la contrepartie infrarouge est identifiée sans ambiguïté ; on relève alors sa position grâce à la solution astrométrique, et on dérive sa magnitude en bande K_s, valeurs qui sont résumées dans le tableau 7.2.

TABLEAU 7.2 – Position et magnitude de la contrepartie infrarouge d'IGR J13020-6359.

	Ascension droite	Déclinaison	Erreur à 90%	Magnitude K _s
IGR J13020-6359	13:01:58.723	-63:58:08.88	0.164''	11.373 ± 0.058

7.3.3 Caractéristiques spectrales en bande K

Le spectre ISAAC acquis sur IGR J13020-6359 est présenté en figure 7.4. On y trouve majoritairement des raies d'hydrogène en émission, qui sont issues de la recombinaison de l'hydrogène ionisé selon les séries de Brackett et de Pfund. On identifie également une transition associée à de l'hélium à $2.058 \mu\text{m}$. On note que les raies $\text{Br}\gamma$ et $\text{He I } 2.058 \mu\text{m}$ sont d'intensité similaire, avec un rapport $\text{EW}(\text{Br}\gamma)/\text{EW}(\text{He I}) = 0.84$. D'après l'atlas de spectres infrarouges présenté dans [Hanson et al. \(1996\)](#), la présence des transitions $\text{Br}\gamma$ et $\text{He I } 2.058 \mu\text{m}$ en émission avec des intensités comparables est une caractéristique qui se retrouve dans les étoiles massives dont la photosphère est assez chaude ($T_{eff} \sim 10\,000 \text{ K}$), et qui sont en séquence principale. Cependant cet atlas couvre des spectres qui ne vont que jusqu'à $2.4 \mu\text{m}$, et ne couvre donc pas les transitions de la série de Pfund.

On trouve dans [Lenorzer et al. \(2002\)](#) des spectres qui couvrent cette gamme de longueur d'onde. Il s'avère que toutes les étoiles de type B0–6 en séquence principale montrent, en plus des deux raies discutées ci-dessus, la série de Pfund en émission.

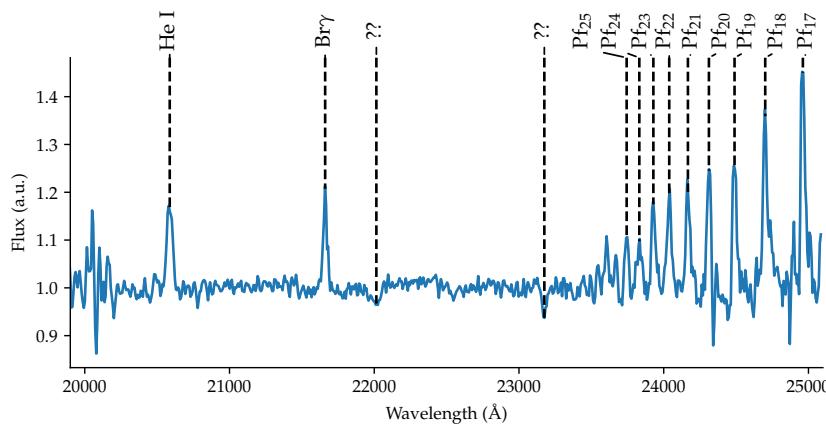


FIGURE 7.4 – Spectre ISAAC en bande K de IGR J13020–6359.

7.3.4 Conclusion sur la nature de la source

Les caractéristiques en infrarouge montrent que le spectre d'IGR J13020-6359 est compatible avec celui d'une étoile de type B0–6 V. En prenant en compte le fait qu'une pulsation de 700 s est détectée à haute énergie, on conclut que IGR J13020-6359 est un système binaire de grande masse, avec une étoile à neutrons en orbite autour d'une étoile de type B0–6V.

D'après les valeurs de température effective et de rayon stellaires présentées dans [Cox \(2000\)](#), une étoile de type B0–6V possède une température comprise entre 12 000 et 25 000 K, et un rayon entre 2 et $3.6 R_\odot$. Cela nous permet de situer sa distance entre 0.8 et 2.4 kpc. Il s'avère que Gaia a détecté cette source et donne une estimation de sa parallaxe : $\pi = 0.06 \pm 0.1 \text{ mas}$. La mesure est entachée d'une très grande incertitude, mais permet quand même à [Bailer-Jones et al. \(2018\)](#) de faire une estimation Bayésienne de la distance à $d = 5.5^{+2.8}_{-1.7} \text{ kpc}$ (plus de détails sont apportés sur cette méthode en partie IV section 10.10). D'après notre méthode d'estimation de distance, l'incompatibilité entre nos résultats et ceux apportés par Gaia peut venir du fait qu'IGR J13020-6359 possède un disque de décretion autour de l'étoile compagnon qui participe à l'émission en infrarouge proche. Notre estimation étant une limite basse sur la distance, cela reste tout de même cohérent avec une source qui se situerait à plusieurs kiloparsecs.

Chapitre 8

Résultats et discussions

8.1 Sources identifiées

Sur les 50 sources qui faisaient parties de la campagne d'observation, 14 ont pu être identifiées. Pour ce qui est du reste des sources, soit les spectres acquis ne présentent pas de raies formellement identifiables à cause de leur signal trop faible, soit la contrepartie infrarouge n'a pas pu être correctement identifiée faute de précision de la localisation en X.

Dans les 14 sources identifiées, 5 sont des AGNs, 5 sont des CVs, 2 sont des HMXBs, une est une LMXB et une est une IMXB (*Intermediate Mass X-ray Binary*). Chacune de ces sources sont discutées dans l'article publié dans *Astronomy & Astrophysics*, disponible en Section 8.2.2. On ne discutera donc ici que de quelques cas particuliers, ainsi que de la statistique de notre échantillon. On finira par faire l'état des lieux sur le nombre de sources *INTEGRAL* identifiées et sur l'apport de cette étude.

TABLEAU 8.1 – Résumé des sources identifiées avec ISAAC. Les incertitudes sur le centroïde des sources viennent du RMS de la calibration astrométrique.

Source	RAJ2000 (nIR)	DEJ2000 (nIR)	Inc. (")	Ancienne identification (commentaire)	Notre identification (type spectral, commentaire)
IGR J00465–4005	00 :46 :20.681	–40 :05 :49.26	0.060	AGN Sey 2 (z=0.201)	AGN (Sey 2, z=0.202±0.002)
IGR J10447–6027	10 :44 :51.925	–60 :25 :11.78	0.080	?	AGN (Sey 2, z=0.047±0.001)
IGR J12489–6243	12 :48 :46.422	–62 :37 :42.53	0.053	CV / HMXB?	CV (compagnon K/M, particulière)
IGR J13020–6359	13 :01 :58.723	–63 :58 :08.88	0.164	HMXB (NS)	BeHMXB (compagnon B0–6Ve)
IGR J13186–6257	13 :18 :25.041	–62 :58 :15.66	0.072	HMXB?	BeHMXB (compagnon B0–6Ve)
IGR J15293–5609	15 :29 :29.394	–56 :12 :13.42	0.136	CV (géante de type K?)	CV (compagnon K5V–III)
IGR J17200–3116	17 :20 :05.920	–31 :16 :59.62	0.056	HMXB	Symbiotic CV (compagnon KIII)
IGR J17404–3655	17 :40 :26.862	–36 :55 :37.39	0.125	HMXB (NS)?	CV (compagnon K3–5V, particulière)
IGR J17586–2129	17 :58 :34.558	–21 :23 :21.55	0.092	HMXB?	Symbiotic CV (compagnon KIII)
IGR J17597–2201	17 :59 :45.518	–22 :01 :39.48	0.110	LMXB (NS)?	LMXB (compagnon G8–K0III)
IGR J18457+0244	18 :45 :40.388	+02 :42 :08.88	0.043	Pulsar / AGN?	AGN
IGR J18532+0416	18 :53 :16.028	+04 :17 :48.24	0.037	HMXB / AGN?	AGN (z = 0.051)
IGR J19308+0530	19 :30 :50.756	+05 :30 :58.12	0.252	IMXB (compagnon F4V)	IMXB (compagnon F8–G0V–III)
IGR J19378–0617	19 :37 :33.029	–06 :13 :04.76	0.204	Sey1.5 (z=0.011)	AGN (Sey1.5, z=0.011±0.001)

8.1.1 Cas particuliers

Noyaux actifs de galaxies

Sur les cinq AGNs identifiés, deux d'entre-eux présentent un spectre sans raie spectrale particulière mais avec un continuum plat. Les images en bande K_s montrent la présence de sources étendues aux coordonnées identifiées en X.

La première, IGR J18457+0244, possède peu d'information à haute énergie. Une étude de [Bodaghee et al. \(2012\)](#) avec le satellite XMM-Newton montre que c'est une source relativement faible en X qui présente une potentielle modulation à une période de 4 400 s ainsi qu'une raie du fer K_α probablement décallée vers le rouge. Mais la source étant faible, ces conclusions sont toutes relatives, et la source aurait aussi bien pu être un pulsar absorbé. La présence d'une galaxie en infrarouge à la position donnée permet de conclure à la présence d'un noyau actif, mais sa distance n'est pas clairement déterminée.

La seconde, IGR J18532+0416, a aussi été étudiée par [Bodaghee et al. \(2012\)](#) qui détectent une raie K_α du fer décallée vers le rouge à z=0.051 bien que le signal soit faible. L'imagerie en bande

K_s apporte la confirmation qu'il manquait pour formellement identifier cette source comme un noyau actif de galaxie, car elle apparaît clairement étendue avec un centre lumineux et des bras spiraux plus sombres.

Ces deux sources ne présentant pas de raies spectrales en infrarouge proche sont confirmées comme étant des noyaux actifs de galaxies. Ainsi, on peut penser que le continuum émis par celles-ci en infrarouge est d'origine non-thermique. L'origine la plus probable est celle du rayonnement synchrotron émis par des électrons circulant à grande vitesse autour des lignes de champ magnétique du trou noir central supermassif et de ses jets polaires relativistes. Ce rayonnement peut émettre un continuum depuis le domaine radio jusque dans les hautes énergies, et si la source est en période de sursaut il se peut qu'il domine sur l'émission thermique qui provient du matériel en orbite autour du trou noir, rendant les raies spectrales moins faciles à détecter.

Variables cataclysmiques

Deux des CVs que nous avons identifiées, IGR J12489–6243 et IGR J17404–3655, révèlent une absence de monoxyde de carbone en absorption, habituellement associé aux étoiles compagnon de faible masse assez froides pour que la molécule subsiste dans leur atmosphère. [Harrison et al. \(2004\)](#) liste des spectres infrarouges de plusieurs CVs qui montrent ce même phénomène. Deux hypothèses sont possibles : il est premièrement possible que l'étoile compagnon ne domine pas l'émission en infrarouge si il s'est formé un disque d'accrétion assez grand et chaud autour de la naine blanche. Les spectres ISAAC ne montrent pas de profils particuliers dans les raies d'émission de ces sources, ainsi nous ne pouvons ni infirmer ni confirmer cette hypothèse. Une deuxième possibilité serait que l'étoile compagnon dans ces systèmes ait déplété une partie de son atmosphère dans l'objet compact, ce qui entraîne un appauvrissement en monoxyde de carbone car il ne peut pas subsister dans les couches plus profondes de l'étoile.

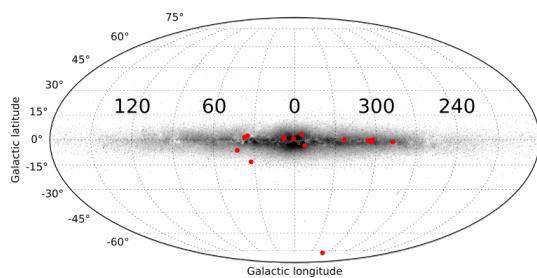
D'après nos résultats, les étoiles compagnon de ces deux systèmes possèdent des caractéristiques spectrales qui orientent plutôt une identification vers des étoiles proches de la séquence principale. Si elles ont en effet déplété une partie assez significative de leur atmosphère pour ne plus pouvoir y détecter de monoxyde de carbone, elles viennent donc de commencer leur évolution vers un chemin différent que celui qu'emprunte les étoiles isolées. Ces deux systèmes possèdent donc un intérêt particulier pour l'étude des différents chemins évolutifs qui sont uniquement possibles grâce à l'interaction binaire.

8.2 Compatibilité statistique de l'échantillon

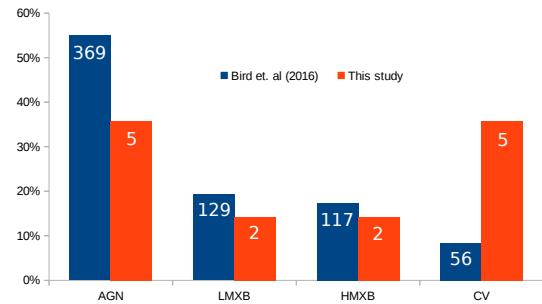
Notre échantillon contient 14 sources identifiées. Statistiquement parlant ce n'est pas un grand nombre, mais cela n'empêche pas de faire une comparaison entre la distribution de nos sources et celle des sources *INTEGRAL* déjà identifiées. Avant de procéder à la comparaison, il faut rappeler les conditions initiales qui nous ont mené à sélectionner nos sources.

En effet, nos sources ont été sélectionnées parmi toutes les sources *INTEGRAL* encore mal identifiées selon deux critères : elles sont présentes (en majorité) dans le plan galactique, et leurs caractéristiques à haute énergie sont potentiellement compatibles avec une nature binaire, et plus précisément binaire de grande masse. Ces critères vont introduire un biais lorsque l'on va comparer notre échantillon au reste des sources *INTEGRAL* identifiées, qu'il faudra prendre en compte lors de l'interprétation des résultats.

On cherche donc à comparer deux ensembles de sources : le nôtre, et celui des sources *INTEGRAL* cataloguées dans [Bird et al. \(2016\)](#) qui sont déjà identifiées. Sur les 939 sources recensées dans ce catalogue, 219 n'avaient pas d'identification formelle. Pour le reste, 39% sont des AGN, 14% sont des L/IMXB, 12% des HMXB et 6% sont des CV, ce qui représente un total de 671 sources de nature accrétante. Comparer directement l'occurrence des différents types de sources de notre échantillon au catalogue de [Bird et al. \(2016\)](#) n'est pas possible à cause de la différence notable du nombre total de sources.



(a) Distribution de nos 14 sources *INTEGRAL* dans le plan galactique. Source: Tiré de [Fortin et al. \(2018\)](#).



(b) Comparaison des deux ensembles des sources. Les sources issues de [Bird et al. \(2016\)](#) sont en bleu, tandis que celles de notre échantillon sont en rouge. Source: Tiré de [Fortin et al. \(2018\)](#).

FIGURE 8.1 – Illustrations spatiale et statistique de notre échantillon.

Pour estimer correctement les différences entre les deux ensembles, on procède de la manière suivante. Tout d'abord, on fait l'hypothèse que la distribution des différents types de sources accrétantes dans [Bird et al. \(2016\)](#) est représentative de toutes les sources *INTEGRAL*, aussi bien celles qui sont identifiées que celles qui restent mal connues. On associe alors une probabilité de tirer un certain type de source lorsque l'on tente d'identifier une des sources inconnues d'*INTEGRAL*, qui vaut $p_{type} = N_{type}/N_{total}$. On réalise ensuite 10^6 tirages aléatoires d'un échantillon de 14 sources suivant ces probabilités. Le modèle statistique auquel on pourra alors comparer notre échantillon consiste en la moyenne et l'écart-type du nombre de sources dans chaque type après tirages, qui sont typiquement de 10^6 .

La comparaison se fait de manière quantitative avec un test de χ^2 , où l'on calcule l'écart quadratique pondéré entre le modèle statistique et notre échantillon selon l'équation 8.1. L'indice t y désigne l'ensemble des types de sources accrétantes AGN, L/IMXB, HMXB, CV.

$$\chi^2 = \sum_t \frac{(n_{t,obs} - n_{t,mod})^2}{\sigma_{t,mod}^2} \quad (8.1)$$

Selon la valeur de χ^2 et le nombre de degrés de liberté, on associe une p-valeur (tabulée en fonction du résultat du test et du nombre de degrés de liberté) qui représente la probabilité d'obtenir la même distribution que notre échantillon en faisant l'hypothèse qu'on l'a bien tiré de la distribution de [Bird et al. \(2016\)](#).

8.2.1 Compatibilité dans le cas général

Dans ce cas, on trouve un χ^2 de 15.98 qui correspond, avec 3 degrés de liberté, à une p-valeur de 0.001. C'est à dire qu'avec nos hypothèses, il n'y a que 0.1% de chances d'obtenir la même distribution que notre échantillon, ce qui est statistiquement peu probable. À partir de là, on peut soit remettre en cause nos hypothèses, soit conclure à une réelle différence. En comparant les résultats sur chacun des types de sources accrétantes, on voit que notre échantillon comporte moins d'AGN que prévu ; par contre, nous avons plus de CV que les estimations.

8.2.2 Compatibilité avec contraintes supplémentaires

Nous avons décidé de raffiner le modèle statistique, notamment parce que nos sources sont majoritairement dans le plan galactique, tandis que l'ensemble des sources *INTEGRAL* se répartissent dans tout le ciel. Cela pourrait en effet expliquer pourquoi nous trouvons moins d'AGN et plus de CV que prévu. On recommence donc le procédé décrit ci-dessus, en isolant les sources *INTEGRAL* qui se trouvent entre +/- 15° autour du plan galactique. Cela représente alors un total de 412 sources *INTEGRAL* contre 13 de notre échantillon.

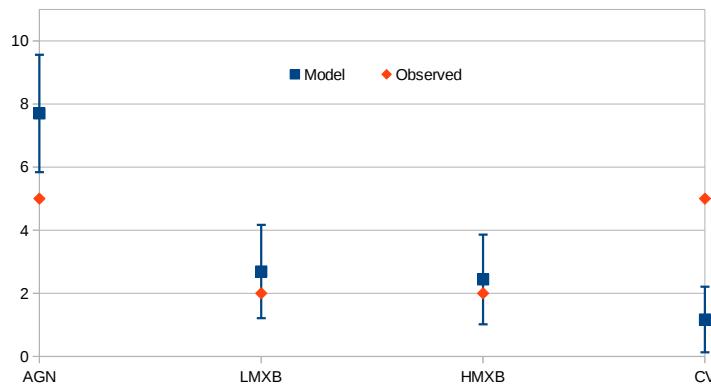


FIGURE 8.2 – Confrontation au modèle statistique général. Le modèle statistique est en bleu, tandis que nos observations sont en orange. *Source : Tiré de Fortin et al. (2018).*

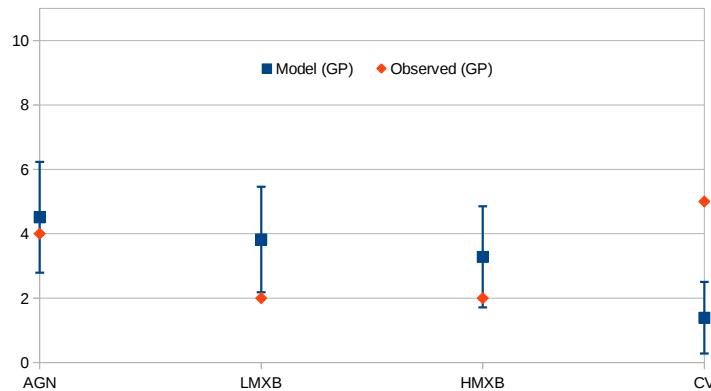


FIGURE 8.3 – Confrontation au modèle ajusté au plan galactique. Le modèle statistique est en carrés bleus, tandis que nos observations sont en losanges oranges. *Source : Tiré de Fortin et al. (2018).*

Cette fois, le test donne une valeur de $\chi^2 = 12.56$. La contrainte du plan galactique enlève un degré de liberté au problème, ce qui correspond à une p-valeur de 0.002. Bien que le nombre d'AGN de notre échantillon soit maintenant compatible avec ce qui est attendu dans le plan galactique, on trouve toujours un nombre supérieur de CV ce qui rend toujours improbable l'obtention d'un tel échantillon de sources avec les hypothèses considérées.

Ainsi, plusieurs interprétations sont possibles. Premièrement, l'hypothèse de départ qui consiste à dire que les sources *INTEGRAL* déjà identifiées sont représentatives de toutes les sources *INTEGRAL* peut être fausse. Cela pourrait être expliqué par un biais observationnel, car les CV sont typiquement moins brillantes que les autres sources accrétantes ; de ce fait, il pourrait y avoir une plus grande fraction de CV parmi les sources *INTEGRAL* non-identifiées. Deuxièmement, on aurait pu penser que d'après nos critères de sélection, nous aurions dû avoir un excès de HMXB plutôt que de CV. Cela peut venir du fait qu'à haute énergie, ces deux types de sources peuvent avoir des comportements similaires, et notamment atteindre des duretés spectrales élevées. On note d'ailleurs que sur 5 CV identifiées, 4 avaient au moins une étude à haute énergie qui suggéraient plutôt une HMXB.

Au vu de ces considérations, nous pensons donc que les différences sont surtout dues à l'incertitude de l'identification aux hautes énergies. Cela met encore une fois en évidence le fait que les sources accrétantes nécessitent des observations multi-longueur d'onde pour être formellement identifiées.

Conclusion de la troisième partie

Le dernier catalogue *INTEGRAL* recense 219 sources de haute énergie dont la nature est inconnue (Bird et al. 2016). Certaines sont fait l'objet d'un suivi par un ou plusieurs observatoires dans les X (*Chandra*, *XMM-Newton*, *Swift*) afin de localiser précisément dans le ciel une contrepartie aux émissions gamma.

Cette partie a présenté une campagne d'identification en infrarouge proche, qui avait pour but de mieux contraindre la nature d'un échantillon composé de 50 sources *INTEGRAL*, avec comme motivation sous-jacente d'identifier de nouveaux systèmes binaires accrétants. Pour cela, nous avons acquis des données spectrophotométriques en infrarouge proche avec l'instrument VLT/ISAAC. Nous avons présenté des résultats sur 14 de ces sources, en localisant d'une part leur contrepartie infrarouge, et d'autre part en analysant leur spectre à la recherche d'un décallage systématique vers le rouge ou bien des différents éléments détectés afin de contraindre leur nature.

Sur les 14 sources, 5 sont des noyaux actifs de galaxies ; 5 sont des variables cataclysmiques ; 2 sont des binaires X de faible masse ; 2 sont des binaires X de grande masse. Le nombre de noyaux actifs de galaxie trouvé est compatible avec ce à quoi on pouvait s'attendre, compte-tenu de tout le reste des sources *INTEGRAL* identifiée jusqu'alors. Par contre, on s'attendait à trouver plus de binaires X et moins de variables cataclysmiques, d'autant que la sélection de l'échantillon avait été légèrement biaisée en faveur de sources qui avaient une meilleure probabilité d'être des binaires de grande masse selon les études réalisées dans les X.

L'apport de cette étude se fait sur plusieurs plans. D'une part, elle contribue à alimenter le nombre total de binaires X connues, ce qui est nécessaire pour, à terme, réaliser des études de population et mieux cerner les différentes phases évolutives qu'empruntent ces systèmes. D'autre part, nos résultats insistent sur le fait qu'il est nécessaire, pour identifier sans ambiguïté la nature d'un système accrétant, de faire un suivi depuis les X jusque dans le domaine optique/infrarouge. En effet, 4 des variables cataclysmiques que nous avons identifiées (IGR J12489–6243, IGR J17200–3116, IGR J17404–3655 et IGR J17586–2129) étaient considérées comme de bonnes candidates pour être des binaires de grande masse selon les observations à haute énergie. Enfin, on montre que le reste des sources *INTEGRAL* non-identifiées contient probablement encore beaucoup de systèmes binaires accrétants.

Le travail n'est donc pas terminé. Et en effet, depuis la publication de cette étude, nous avons continué dans cette dynamique d'identification de systèmes binaires, avec notamment l'obtention de spectres VLT/X-Shooter sur un autre échantillon de source *INTEGRAL* (programme 0102.D-0918, PI S. Chaty). Les résultats préliminaires montrent quelques résultats intéressants, notamment la détection de ce qui est probablement le disque de décretion d'une étoile Be dans un système de grande masse.

Références

- Bailer-Jones, C. a. L., Rybizki, J., Fouesneau, M., Mantelet, G., & Andrae, R. 2018, The Astronomical Journal, 156, 58 [118](#)
- Bird, A. J., Barlow, E. J., Bassani, L., et al. 2006, ApJ, 636, 765 [116](#)
- Bird, A. J., Bazzano, A., Malizia, A., et al. 2016, ApJS, 223, 15 [120](#), [121](#), [123](#)
- Bird, A. J., Malizia, A., Bazzano, A., et al. 2007, The Astrophysical Journal Supplement Series, 170, 175 [116](#)
- Bodaghee, A., Tomsick, J. A., & Rodriguez, J. 2012, The Astrophysical Journal, 753, 3 [119](#)
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, ApJ, 345, 245 [104](#)

- Chernyakova, M., Lutovinov, A., Rodríguez, J., & Revnivtsev, M. 2005, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 364, 455 [116](#)
- Chiar, J. E. & Tielens, A. G. G. M. 2006, The Astrophysical Journal, 637, 774 [104](#)
- Cox, A. N. 2000, Allen's Astrophysical Quantities [118](#)
- Fortin, F., Chaty, S., Coleiro, A., Tomsick, J. A., & Nitschelm, C. H. R. 2018, Astronomy and Astrophysics, 618, A150 [121](#), [122](#)
- Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F. R., & Rossi, B. B. 1962, Physical Review Letters, 9, 439 [97](#)
- Güver, T. & Özel, F. 2009, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 400, 2050 [115](#)
- Hanson, M. M., Conti, P. S., & Rieke, M. J. 1996, The Astrophysical Journal Supplement Series, 107, 281 [115](#), [118](#)
- Hanson, M. M., Kudritzki, R.-P., Kenworthy, M. A., Puls, J., & Tokunaga, A. T. 2005, The Astrophysical Journal Supplement Series, 161, 154 [115](#)
- Harrison, T. E., Osborne, H. L., & Howell, S. B. 2004, The Astronomical Journal, 127, 3493 [120](#)
- Kausch, W., Noll, S., Smette, A., et al. 2015, Astronomy and Astrophysics, 576, A78 [107](#)
- Kawka, A. 2018, Contributions of the Astronomical Observatory Skalnate Pleso, 48, 228 [99](#)
- Kleinmann, S. G. & Hall, D. N. B. 1986, The Astrophysical Journal Supplement Series, 62, 501 [115](#)
- Konar, S. 2017, Journal of Astrophysics and Astronomy, 38, 47 [99](#)
- Lenorzer, A., Vandenbussche, B., Morris, P., et al. 2002, Astronomy and Astrophysics, 384, 473 [118](#)
- Mirabel, I. F. & Rodrigues, I. 2003, Astronomy and Astrophysics, 398, L25 [97](#)
- Ramirez, S. V., Depoy, D. L., Frogel, J. A., Sellgren, K., & Blum, R. D. 1997, AJ, 113, 1411 [115](#)
- Rosario, D. J., McIntosh, D. H., van der Wel, A., et al. 2015, Astronomy and Astrophysics, 573, A85 [114](#)
- Rousselot, P., Lidman, C., Cuby, J.-G., Moreels, G., & Monnet, G. 2000, Astronomy and Astrophysics, 354, 1134 [110](#)
- Schmidt, G. D. 1999, Annapolis Workshop on Magnetic Cataclysmic Variables, 157, 207 [100](#)
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, The Astronomical Journal, 131, 1163 [109](#)
- Smette, A., Sana, H., Noll, S., et al. 2015, Astronomy and Astrophysics, 576, A77 [107](#), [108](#)
- Smith, D. M., Negueruela, I., Heindl, W. A., Markwardt, C. B., & Swank, J. H. 2004, AAS/High Energy Astrophysics Division #8, 25.02 [98](#)
- Steeghs, D. & Casares, J. 2002, The Astrophysical Journal, 568, 273 [97](#)
- Whittet, D. C. B. & Bowey, J. E. 2003, The Observatory, 123, 320 [116](#)

L'article publié dans *Astronomy & Astrophysics*

Spectroscopic identification of INTEGRAL high-energy sources with VLT/ISAAC[★]

F. Fortin¹, S. Chaty^{1,2}, A. Coleiro³, J. A. Tomsick⁴, and C. H. R. Nitschelm⁵

¹ Laboratoire AIM (UMR 7158 CEA/DRF – CNRS – Université Paris Diderot), Irfu/Département d’Astrophysique, CEA-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France
 e-mail: francis.fortin@cea.fr

² Institut Universitaire de France, 103 Bd Saint-Michel, 75005, Paris, France

³ APC, Université Paris Diderot, CNRS/IN2P3, CEA/Irfu, Observatoire de Paris, 10 Rue Alice Domon et Léonie Duquet, 75205 Paris Cedex 13, France

⁴ Space Science Laboratory, 7 Gauss Way, University of California, Berkeley, CA 94720-7450, USA

⁵ Unidad de Astronomía, Universidad de Antofagasta, Avenida Angamos 601, Antofagasta 1270300, Chile

Received 29 May 2017 / Accepted 24 July 2018

ABSTRACT

Context. The INTEGRAL satellite has been observing the γ -ray sky for 15 years and has detected over 900 X-ray sources of various nature. However, more than 200 of these sources still lack precise identification.

Aims. Our goal is to reveal the nature of the high-energy sources detected by INTEGRAL. In particular, we want to improve the census of X-ray binaries.

Methods. Photometry and spectroscopy were performed in July 2012 on 14 INTEGRAL sources in near-infrared at the Very Large Telescope on the European Southern Observatory-UT3 telescope equipped with the ISAAC spectrograph. We used K_s images reaching to a depth of magnitude 18.5 to look for unique counterparts to high-energy detections to check for both extended sources and photometric variability. The analysis of near-infrared spectral features allows us to constrain the nature of these X-ray sources by comparing them to stellar spectra atlases.

Results. We present photometric and/or spectroscopic data for 14 sources (IGR J00465–4005, IGR J10447–6027, IGR J12489–6243, IGR J13020–6359, IGR J13186–6257, IGR J15293–5609, IGR J17200–3116, IGR J17404–3655, IGR J17586–2129, IGR J17597–2201, IGR J18457+0244, IGR J18532+0416, IGR J19308+0530, and IGR J19378–0617). We conclude that 5 of these are active galactic nuclei, 5 are cataclysmic variables, 2 are low- or intermediate-mass X-ray binaries, and 2 are Be high-mass X-ray binaries.

Key words. infrared: stars – X-rays: binaries – binaries: general

1. Introduction

The INTEGRAL satellite has been observing the high-energy sky between 15 keV and 10 MeV for 15 years. However, the nature of the sources detected at high energies is often uncertain and requires further observations at low energies in optical and near-infrared (nIR) wavelengths. This is why a significant fraction ($\sim 20\%$) of the INTEGRAL detections still need better constraints to have a robust identification. According to the catalogue of INTEGRAL detections published by Bird et al. (2016), it is expected that a majority of the unknown sources are active galactic nuclei (AGN) and high-energy binaries; the latter are binary star systems that host an accreting compact object.

High-energy binaries fall into three main categories depending on the compact object and the mass of the companion star: cataclysmic variables (CV), low-mass X-ray binaries (LMXB), and high-mass X-ray binaries (HMXB). While LMXBs host either a neutron star (NS) or a black hole (BH), CVs host a white dwarf; both have a low-mass companion star (typically $M \leq 1 M_{\odot}$). High-energy radiation is released through accretion of matter from the companion star overflowing its Roche

lobe. An accretion disc can form around the compact object and feed it gradually, which often leads to transient behaviour. The less common intermediate-mass X-ray binaries (IMXBs) have a companion of mass between 1 and $10 M_{\odot}$ and the accretion process is similar to that of LMXBs. For the sake of consistency with the literature and especially Bird et al. (2016), we group IMXBs with LMXBs.

The HMXBs host a massive star (typically $M \geq 10 M_{\odot}$), around which orbits either a NS or a BH. Two main subcategories exist among HMXBs, based on the evolutionary phase of the companion star. In Be-types (BeHMXB), the secondary is a fast-rotating main-sequence O/B star that sheds matter from its equator as a consequence of high centrifugal force. A decretion disc thus forms around the companion star. The accretion of matter occurs when the compact object passes through that disc. Supergiant binaries (sgHMXB) host an evolved O/B supergiant star that feeds a compact object with matter through an intense stellar wind, driven by its tremendous luminosity. The sensitivity of INTEGRAL at higher energies made it possible to differentiate two new subclasses of sgHMXBs, as reviewed in Chaty (2013). Obscured HMXBs are intrinsically absorbed ($N_H > 10^{23} \text{ cm}^{-2}$), while supergiant fast X-ray transients (SFXTs) show short and intense bursts of high-energy radiations.

[★] Based on observations made with ESO Telescopes at the La Silla Paranal Observatory under programme ID 089.D-0181(A).

Table 1. Positions and uncertainty of the X-ray detections of the IGR sample.

Source	RA J2000 (X-ray)	Dec J2000 (X-ray)	<i>l</i> (°)	<i>b</i> (°)	Uncertainty at 90%
IGR J00465–4005	00:46:20.71	–40:05:47.3	307.2621	–76.9884	4''.26 (<i>Swift</i>) ^a
IGR J10447–6027	10:44:51.89	–60:25:12.0	287.9185	1.2915	0''.65 (<i>Chandra</i>) ^b
IGR J12489–6243	12:48:46.44	–62:37:43.1	302.6257	0.2417	0''.64 (<i>Chandra</i>) ^c
IGR J13020–6359	13:01:58.72	–63:58:08.7	304.0885	–1.1212	0''.39 (<i>XMM</i>) ^d
IGR J13186–6257	13:18:25.08	–62:58:15.5	305.9915	–0.2599	0''.64 (<i>Chandra</i>) ^e
IGR J15293–5609	15:29:29.37	–56:12:13.3	323.6587	0.1712	0''.64 (<i>Chandra</i>) ^c
IGR J17200–3116	17:20:05.92	–31:16:59.4	355.0221	3.3472	0''.64 (<i>Chandra</i>) ^f
IGR J17404–3655	17:40:26.86	–36:55:37.4	352.6259	–3.2725	0''.64 (<i>Chandra</i>) ^e
IGR J17586–2129	17:58:34.56	–21:23:21.6	7.9862	1.3265	0''.64 (<i>Chandra</i>) ^e
IGR J17597–2201	17:59:45.52	–22:01:39.17	7.5696	0.7704	0''.60 (<i>Chandra</i>) ^g
IGR J18457+0244	18:45:40.38	+02:42:09.2	34.6819	2.5135	2''.16 (<i>XMM-Newton</i>) ^d
IGR J18532+0416	18:53:15.91	+04:17:48.26	36.9651	1.5519	1''.14 (<i>XMM-Newton</i>) ^d
IGR J19308+0530	19:30:50.77	+05:30:58.09	42.3807	–6.1852	0''.6 (<i>Chandra</i>) ^g
IGR J19378–0617	19:37:33.1	–06:13:04	32.5905	–13.0737	3''.5 (<i>Swift</i>) ^h

References. ^(a) Landi et al. (2010a), ^(b) Fiocchi et al. (2010), ^(c) Tomsick et al. (2012), ^(d) Rosen et al. (2016), ^(e) Tomsick et al. (2009), ^(f) Tomsick et al. (2008), ^(g) Ratti et al. (2010), ^(h) Rodriguez et al. (2008).

Precisely identifying high-energy sources requires further observations, for which the nIR domain is well adapted. Firstly, many INTEGRAL sources (later called IGRs) lie near the Galactic plane, where optical radiation is absorbed by dust while infrared is not. Secondly, most of a binary's nIR emission comes from the companion star or the accretion disc, which is ideal to identify their nature by constraining its spectral type.

In this paper, we present a sample of 14 IGR sources (Table 1) for which we performed nIR photometry and/or spectroscopy. We aim to confirm a unique nIR counterpart for each of these IGRs and provide additional constraints on their nature such as the spectral type of companion stars in X-ray binaries. The IBIS instrument on board INTEGRAL has a wide field of view, but does not have enough spatial resolution to associate accurately an optical/nIR counterpart to the high-energy detections. Precise X-ray localization is thus given by either *Chandra*, *XMM-Newton*, or *Swift* telescopes. Section 2 describes nIR photometric and spectroscopic observations by the European Southern Observatory (ESO), along with data reduction processes. Section 3 compiles all the previously published results on the sources along with the new results of our nIR observations. In Sect. 4 we discuss the results and outcomes of these observations before concluding in Sect. 5.

2. Observations

The observations were performed in 2012 (P.I. S. Chaty) on a sample of 14 INTEGRAL sources (programme ID 089.D-0181(A), see Table 1). Both nIR photometry and spectroscopy were performed at ESO in Chile on the 8 m Very Large Telescope Unit 3 Nasmyth A (VLT/UT3) equipped with the ISAAC instrument. The atmospheric conditions at the time of the observations were satisfactory and delivered an average seeing of 0''.7 in the K_s band.

2.1. Photometry

Near-infrared images were obtained through a K_s standard filter (1.98–2.35 μm). The field of view for individual images was 2.5 \times 2.5 with a pixel scale of 0.148''. For each source, five

Table 2. Standard stars used to calibrate the photometry.

Source	RA J2000	Dec J2000
S677D	23:23:34.4	–15:21:04.21
S294D	00:33:15.19	–39:24:05.54
S279F	17:48:22.33	–45:25:39.94
S273E	14:56:51.45	–44:49:10.6
S234E	20:31:20.24	–49:38:59.21
S071D	18:28:09.1	–69:25:59.74
L547	18:51:15.47	–04:15:53.82
FS29	21:52:25.44	+02:23:21.3

frames were taken. Each frame was acquired with a random spatial offset (10'' in average) that follows the jitter acquisition method standardly used in nIR observations.

Data reduction was performed with standard Image Reduction and Analysis Facility (IRAF¹) procedures. After dark subtraction and flat-field correction, the sky value was estimated and subtracted through the median of the five jittered images taken on each source. The images were then aligned based on precise astrometry and averaged to optimize the signal-to-noise ratio (S/N).

Aperture photometry was performed with the *IRAF.apphot.qphot* tool to derive the apparent K_s magnitudes. The counts were compatible with the linearity regime of the detector. The flux was integrated in a circle around the source (typically of radius 1''.2) and corrected for background estimated in an annulus with inner and outer radii of 2'' and 3'', respectively. The size of the integration circle and background annulus were individually chosen to minimize sky contribution and pollution from nearby stars. Eight photometric standard stars (Table 2) were used to compute the average zero-point of photometry at the date of acquisition ($Z_p = 0.972 \pm 0.056$). To correct for

¹ IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

Table 3. Log of our photometric and spectroscopic acquisitions.

Source	RA J2000 (nIR)	Dec J2000 (nIR)	Observation date (UTC)	Exp. time		Airmass	K_s mag.
				Phot.	Spec.		
IGR J00465–4005	00:46:20.681	−40:05:49.26	2012-07-12T08:27:07.61	100 s	960 s	1.090	14.820 ± 0.059
IGR J10447–6027	10:44:51.925	−60:25:11.78	2012-07-12T23:38:32.45	100 s	960 s	1.666	14.100 ± 0.060
IGR J12489–6243	12:48:46.422	−62:37:42.53	2012-07-14T00:05:57.84	100 s	480 s	1.399	14.724 ± 0.060
IGR J13020–6359	13:01:58.723	−63:58:08.88	2012-07-13T00:52:19.40	29.5 s	480 s	1.476	11.373 ± 0.058
IGR J13186–6257	13:18:25.041	−62:58:15.66	2012-07-12T00:28:30.21	100 s	480 s	1.377	13.080 ± 0.058
IGR J15293–5609	15:29:29.394	−56:12:13.42	2012-07-12T01:52:14.30	...	480 s	1.202	...
IGR J17200–3116	17:20:05.920	−31:16:59.62	2012-07-13T06:07:36.45	100 s	960 s	1.405	12.202 ± 0.058
IGR J17404–3655	17:40:26.862	−36:55:37.39	2012-07-14T02:42:28.86	...	960 s	1.025	...
IGR J17586–2129	17:58:34.558	−21:23:21.55	2012-07-12T03:36:55.12	...	480 s	1.006	...
IGR J17597–2201	17:59:45.518	−22:01:39.48	2012-07-12T03:52:08.04	100 s	960 s	1.019	13.091 ± 0.058
IGR J18457+0244	18:45:40.388	+02:42:08.88	2012-07-12T05:51:29.41	100 s	960 s	1.302	14.6 ± 0.2
IGR J18532+0416	18:53:16.028	+04:17:48.24	2012-07-13T07:28:22.53	100 s	960 s	1.970	13.968 ± 0.060
IGR J19308+0530	19:30:50.756	+05:30:58.12	2012-07-12T08:07:51.83	...	480 s	1.863	...
IGR J19378–0617	19:37:33.029	−06:13:04.76	2012-07-13T08:06:57.13	...	480 s	1.582	...

extinction, we used the value² estimated for Paranal by ESO : $\kappa_{K_s} = 0.07 \text{ mag airmass}^{-1}$. The magnitudes we derived are available in Table 3, along with the log of our observations.

2.2. Spectroscopy

Long-slit spectroscopy was acquired with ISAAC in short wavelength spectroscopy-low resolution mode (SWS-LR). The 0''.6 slit was used to obtain a spectral resolution of $R = 750$ in the K band ($1.8\text{--}2.5 \mu\text{m}$) providing a dispersion of $7.14 \text{ \AA per pixel}$. The full width of narrow OH lines from sky emission were measured to be $26 \pm 1 \text{ \AA}$ at $22\,000 \text{ \AA}$, which is compatible with the theoretical instrumental resolution of $R = 750$. For each source, eight spectral frames were taken. Each spectra was acquired with a slight spatial offset ($\sim 30''$) along the slit, following the ESO nodding procedure.

Data reduction was also performed with standard IRAF tools. Each spectrum was corrected by dark and flat frames. The overall sky value was estimated with the median of the eight spectra and then subtracted. Each spectrum was isolated via *IRAF.apall* package with respect to its local background. The trace of the spectra was fitted with a seventh order Tchebyshev polynomial. The eight extracted spectra were then combined through a median to correct for cosmic rays.

Atmospheric absorption was corrected on each reduced spectrum using *Molecfit* (Kausch et al. 2015; Smette et al. 2015). This radiation transfer tool fits the atmospheric features based on meteorological parameters on the date acquisitions were performed. As the spectral types of the observed stars were unknown, telluric correction via standard stars would have added artefacts due to spectral differences between standard and observed stars. However, the lower detector response towards $20\,000 \text{ \AA}$ leads to a poor fit of the underlying CO_2 telluric feature and introduces a residual artefact on almost all of our spectra.

A first wavelength solution was derived using the argon and xenon lamp spectra provided by the standard calibration procedure in ESO for ISAAC. The task *IRAF.identify* allowed us to derive a solution with a RMS of 0.15 \AA . However, after reviewing OH sky lines for individual sources, we noticed that the

wavelengths were shifted by a constant that spans from 10 to 50 \AA depending on the source. We thus derived an individual wavelength zero-point correction for each source using eight prominent OH lines.

2.3. Astrometry

Good astrometric calibration is crucial to find nIR counterparts to high-energy detections. While images acquired with ISAAC for photometry also came with astrometric calibration, it was not precise enough. We refined the astrometry solution with the help of GAIA (Graphical Astronomic Image Analysis) by matching the positions of the sources in each field of view with data from 2MASS Point Source Catalogue (PSC) and/or *Gaia* DR1. Sources for which only spectra were acquired have noticeably more uncertainty in their astrometric calibration, since the calibration was performed on a single exposure that is taken before every batch of spectra for slit positioning. The RMS for each astrometric calibration is given in Table 4.

3. Results

Observational data obtained with VLT/ISAAC are used for several purposes. First, the photometric data allowed us to produce deep nIR images around the high-energy positions of the IGR sources. This was a way to check for blended or fainter sources and provide unambiguous counterparts for IGRs. Second, the good spatial resolution of ISAAC allowed us to distinguish extended sources, thus greatly helping the identification process. Third, accretion-driven sources are prone to photometric variability, which is verified by comparing our results to nIR photometry from the literature, mostly found in the 2MASS PSC. The analysis of spectral features (compiled in Table 5) allowed us to identify extragalactic sources from the redshift of recognizable emission lines such as hydrogen $2.166 \mu\text{m}$ Brackett (7–4; Bry). As for the Galactic sources, we compared the features in their spectrum to spectral atlases (Kleinmann & Hall 1986; Hanson et al. 1996, 2005; Ramirez et al. 1997; Lenorzer et al. 2002; Harrison et al. 2004) to derive their spectral type.

3.1. Distance estimate of X-ray binaries

After deriving the spectral type of the companion star and its K_s magnitude, we can estimate its distance using the hydrogen

² http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/decommissioned/isaac/tools/imaging_standards.html#Extinction

Table 4. Summary of the identifications derived in this study with VLT/ISAAC nIR data.

Source	RA J2000 (nIR)	Dec J2000 (nIR)	Unc. (")	Previous identification (comment)	Our identification (this paper) (spectral type/comment)
IGR J00465–4005	00:46:20.681	−40:05:49.26	0.060	AGN Sey 2 ($z=0.201$)	AGN (Sey 2, $z=0.202\pm0.002$)
IGR J10447–6027	10:44:51.925	−60:25:11.78	0.080	?	AGN (Sey 2, $z=0.047\pm0.001$)
IGR J12489–6243	12:48:46.422	−62:37:42.53	0.053	CV/HMXB ?	CV (K/M companion, peculiar)
IGR J13020–6359	13:01:58.723	−63:58:08.88	0.164	HMXB (NS)	BeHMXB (B0–6Ve companion)
IGR J13186–6257	13:18:25.041	−62:58:15.66	0.072	HMXB ?	BeHMXB (B0–6Ve companion)
IGR J15293–5609	15:29:29.394	−56:12:13.42	0.136	CV (K-type giant ?)	CV (K5V–III companion)
IGR J17200–3116	17:20:05.920	−31:16:59.62	0.056	HMXB	Symbiotic CV (KIII companion)
IGR J17404–3655	17:40:26.862	−36:55:37.39	0.125	HMXB (NS) ?	CV (K3–5V companion, peculiar)
IGR J17586–2129	17:58:34.558	−21:23:21.55	0.092	HMXB ?	Symbiotic CV (KIII companion)
IGR J17597–2201	17:59:45.518	−22:01:39.48	0.110	LMXB (NS) ?	LMXB (G8–K0III companion)
IGR J18457+0244	18:45:40.388	+02:42:08.88	0.043	Pulsar/AGN ?	AGN
IGR J18532+0416	18:53:16.028	+04:17:48.24	0.037	HMXB/AGN ?	AGN ($z=0.051$)
IGR J19308+0530	19:30:50.756	+05:30:58.12	0.252	IMXB (F4V companion)	IMXB (F8–G0V–III companion)
IGR J19378–0617	19:37:33.029	−06:13:04.76	0.204	Sey1.5 ($z=0.011$)	AGN (Sey1.5, $z=0.011\pm0.001$)

Notes. The uncertainty (in arcseconds) given on the centroid of the source comes from the RMS of the astrometric calibration (see Sect. 2.3).

column density found in the literature, along with typical effective temperatures and stellar radii ranges from the spectral type. For our calculations, we use tabulated data from *Allen's Astrophysical Quantities* (Cox 2000) linking spectral type to effective temperature and radius.

Let m^* and M^* be the apparent and absolute magnitudes of the considered stars, d the distance in parsec, and A the extinction. Then the distance modulus is

$$m^* - M^* = 5 \log(d) - 5 + A. \quad (1)$$

If we set L_K^* as the luminosity of the stars in the K band, we also have

$$M_K^* - M_{K,\odot} = -2.5 \log\left(\frac{L_K^*}{L_{K,\odot}}\right). \quad (2)$$

Such luminosity is proportional to the surface area of emission and the spectral emissivity in the K band, that is

$$L \propto R^2 B_\nu(T_{\text{eff}}, 2.2 \mu\text{m}). \quad (3)$$

We can then isolate the distance and write

$$d(\text{pc}) = \left(\frac{R^*}{R_\odot}\right) \left(\frac{B_\nu^*}{B_{\nu,\odot}}\right)^{\frac{1}{2}} \times 10^{0.2(m_K^* - A_K - M_{K,\odot} + 5)}. \quad (4)$$

We estimate A_K with the following formula: $A_V = N_H / 2.21 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (Guver & Ozel 2009) and $A_K = 0.09 \times A_V$ (Whittet & Bowey 2003). We note that the distance estimate we obtain is rather rough, since small changes in temperature or radius affect it drastically, especially when considering giant stars or hot B-type stars. Moreover, we do not take into account the cases in which the binary has an accretion disc that participates in the NIR flux, such that our estimates are a lower limit on the distance.

3.2. Active galactic nuclei

3.2.1. IGR J00465–4005

First discovered by Bird et al. (2010) with the IBIS gamma-ray imager on board INTEGRAL, this source coincides with the highly absorbed galaxy ESP 39607 at redshift $z = 0.201$ present

Table 5. Results of spectroscopy on IGR sources.

Line	λ (Å)	λ_{fit} (Å)	FWHM (Å)	EW (Å)	V_r (km s $^{-1}$)
				IGR J00465–4005	
Pa α	18745.9	22540.1	54.4	−80.1	
				IGR J10447–6027	
Pa α	18745.9	19615.4	42.5	−148.8	
Br γ	21655.1	22668.6	33.3	−10.0	
				IGR J12489–6243	
He I	20581.4	20584.4	33.3	−8.9	27
He I	21617.1	21621.1	40.5	−6.4	38
Br γ	21655.1	21664.8	40.0	−12.0	117
				IGR J13020–6359	
He I	20581.4	20587.0	46.3	−8.8	66
Br γ	21655.1	21660.8	34.8	−7.4	63
Pf(25–5)	23737.5	23743.9	28.5	−3.7	65
Pf(24–5)	23821.5	23831.4	45.6	−4.1	109
Pf(23–5)	23918.5	23928.5	29.7	−5.7	109
Pf(22–5)	24028.4	24038.1	34.1	−6.7	105
Pf(21–5)	24157.4	24167.2	32.4	−7.1	106
Pf(20–5)	24307.4	24312.3	29.2	−8.3	44
Pf(19–5)	24483.3	24489.3	32.7	−10.1	57
Pf(18–5)	24693.3	24701.3	38.9	−14.7	77
Pf(17–5)	24946.2	24961.5	32.9	−16.6	168
				IGR J13186–6257	
He I	20581.4	20571.5	38.1	−4.7	−161
Br γ	21655.1	21656.3	21.8	−2.7	0
Pf(22–5)	24028.4	24053.0	32.0	−2.0	289
Pf(21–5)	24157.4	24177.0	21.6	−2.0	226
Pf(20–5)	24307.4	24322.6	32.7	−3.6	170
Pf(19–5)	24483.3	24510.4	41.7	−5.7	314
Pf(18–5)	24693.3	24712.5	28.8	−5.9	216
Pf(17–5)	24946.2	24966.9	32.5	−8.0	232

Notes. All features are fitted with a Gaussian with relation to the local background. We provide the rest wavelength λ , fitted wavelength λ_{fit} , FWHM, equivalent width (EW; a negative value indicates an emission line), and the heliocentric velocity for each identified line in binary systems.

Table 5. continued.

IGR J15293–5609						
Na I	22056.4	22055.0	34.4	2.3	–36	
Ca I	22607.9	22612.3	30.8	1.9	41	
Mg I	22807.7	22809.5	43.5	1.9	7	
CO (2-0)	22928.7	22940.6	46.3	5.3	139	
CO (3-1)	23220.7	23229.3	37.4	4.9	94	
¹³ CO (2-0)	23441.6	23441.8	22.0	0.4	–14	
CO (4-2)	23528.6	23528.0	45.1	4.6	–25	
CO (5-3)	23822.5	23840.6	46.2	6.1	211	
¹³ CO (4-2)	24030.4	24040.0	25.8	1.2	103	
CO (6-4)	24135.4	24144.5	30.4	4.0	96	
CO (7-5)	24454.3	24461.4	27.2	3.4	70	
IGR J17200–3116						
He I	20581.4	20576.1	21.4	–1.9	–91	
He I	21120.2	21120.7	19.6	–0.7	–7	
CO (2-0)	22928.7	22956.3	69.6	11.8	347	
CO (3-1)	23220.7	23240.3	42.4	7.7	239	
¹³ CO (2-0)	23441.6	23463.1	38.8	3.4	261	
CO (4-2)	23528.6	23537.1	65.4	10.2	94	
¹³ CO (3-1)	23732.5	23747.1	56.0	4.8	170	
CO (5-3)	23822.5	23847.6	55.1	9.2	302	
¹³ CO (4-2)	24030.4	24049.8	26.5	2.8	228	
CO (6-4)	24135.4	24163.0	57.8	10.7	329	
¹³ CO (5-3)	24334.4	24345.9	23.0	4.5	128	
CO (7-5)	24454.3	24480.4	63.1	13.0	306	
IGR J17404–3655						
He I	20581.4	20583.1	44.7	–12.1	23	
C IV	20774.3	20776.2	20.4	–1.7	15	
Br γ	21655.1	21658.2	55.4	–20.9	31	
IGR J17586–2129						
Na I	22056.4	22058.5	16.3	1.0	18	
CO (2-0)	22928.7	22948.2	40.2	5.7	244	
CO (3-1)	23220.7	23239.3	45.9	6.1	229	
CO (4-2)	23528.6	23536.5	52.2	4.8	90	
¹³ CO (3-1)	23732.5	23747.7	66.5	1968	181	
CO (5-3)	23822.5	23845.1	58.5	5.3	273	
¹³ CO (4-2)	24030.4	24059.2	40.9	1615	348	
CO (6-4)	24135.4	24154.6	66.5	4.6	227	
IGR J17597–2201						
Br γ	21655.1	21666.0	36.1	1.8	140	
Na I	22056.4	22072.0	21.7	0.8	201	
Ca I	22607.9	22614.7	20.7	0.7	79	
CO (2-0)	22928.7	22958.2	45.3	4.1	375	
CO (3-1)	23220.7	23248.6	38.9	4.9	349	
CO (4-2)	23528.6	23540.3	29.2	2.9	138	
CO (5-3)	23822.5	23852.7	48.0	5.3	369	
CO (6-4)	24135.4	24163.1	30.8	3.2	333	
IGR J19308+0530						
Br γ	21655.1	21656.6	57.5	4.1	23	
Na I	22056.4	22052.7	34.3	0.6	–48	
Ca I	22607.9	22610.2	19.6	0.5	32	
IGR J19378–0617						
Br γ	21656.1	21883.0	45.6	–5.7		

in the NASA Extragalactic Database (NED). [Monet et al. \(2003\)](#) reported optical magnitudes $R = 17.3$ and $B = 17.8$, while the infrared magnitudes given in 2MASS ([Skrutskie et al. 2006](#)) are as follows: $J = 16.379 \pm 0.129$, $H = 15.844 \pm 0.164$ and $K = 14.845 \pm 0.133$. Various parameters were then derived

in [Landi et al. \(2010b\)](#) by fitting *Swift*/XRT data with a double power law. The intrinsic absorption is $N_H \sim 2.4 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$, the photon index $\Gamma \sim 2.5$, and the 2–10 keV flux is approximately $1.2 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. [Masetti et al. \(2010\)](#) provided optical spectroscopy in which the authors detect features redshifted at $z = 0.201$ from a Seyfert 2 galaxy.

Our imaging data show a single point-like source in the *Swift* 4''.26 error circle in an otherwise clear field of view (Fig. A.1a). This allowed us to attribute a nIR counterpart and derive a magnitude of $K_s = 14.820 \pm 0.059$. This value is compatible with 2MASS J00462068–4005491 (0''.1 apart from one another). There is no significant difference from the K magnitude provided by 2MASS.

The overall smooth nIR spectrum presents a single, recognizable feature that we attribute to a redshifted hydrogen Paschen (7–4; $\text{Pa}\alpha 1.875 \mu\text{m}$) emission line (Fig. B.1) at $z = 0.202 \pm 0.002$. The Bry line is shifted out of our spectral range, therefore the redshift was only estimated on the $\text{Pa}\alpha$ line.

We thus confirm the extragalactic nature of IGR J00465–4005 and estimate its redshift to be $z = 0.202 \pm 0.002$. At this distance, the 2–10 keV X-ray luminosity is $9.3 \times 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$. Along with the high column density, this is compatible with a Seyfert 2 galaxy as previously suggested.

3.2.2. IGR J10447–6027

Originally discovered by [Leyder et al. \(2008\)](#) when INTEGRAL was observing the region of Eta Carina, it was first associated with a young stellar object (YSO). This hypothesis was rejected by [Fiocchi et al. \(2010\)](#) with *Chandra* observations that allowed these authors to isolate a single point-like source of X-rays. Fiocchi et al. used an absorbed power law with an extra 0.2 keV thermal component to fit the X-ray data. The 0.2–10 keV flux is $1.7 \pm 0.3 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ and the photon index is $\Gamma = 1.0_{-0.6}^{+0.3}$. The column density is thought to be very high ($N_H \sim 2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$), which is consistent with the fact that no optical counterpart is present in the USNO-B1.0 catalogue, which indicates a rather red source. A nIR counterpart was then found in 2MASS (2MASS J10445192–6025115, $J = 15.308$, $H = 14.967 \pm 0.103$, and $K = 13.977 \pm 0.098$).

The 0''.65 *Chandra* error circle allowed us to isolate a single nIR counterpart in ISAAC data (Fig. A.1b) with a magnitude of $K_s = 14.100 \pm 0.060$, which is consistent with the value for 2MASS J10445192–6025115; this source is however 0''.3 apart from our candidate, probably because of the presence of another nearby 2MASS source. The spectrum shows two prominent emission lines that are consistent with redshifted hydrogen Bry and $\text{Pa}\alpha$ at $z = 0.047 \pm 0.001$ (Fig. B.1).

We then conclude that IGR J10447–6027 is an AGN at $z = 0.047 \pm 0.001$. The 0.2–10 keV X-ray luminosity at this distance is $8.4 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$. This X-ray luminosity and the high column density are compatible with a Seyfert 2 galaxy.

3.2.3. IGR J18457+0244

Detected for the first time by [Bird et al. \(2010\)](#), follow-up observations by *Swift* ([Landi et al. 2010b](#)) and *XMM-Newton* ([Bodaghee et al. 2012](#)) allowed the latter authors to pinpoint a single 2MASS counterpart (2MASS J18454039+0242088, $J = 16.244$, $H = 15.274 \pm 0.136$, $K = 14.643 \pm 0.122$), even though this counterpart is only outside the 2.5'' *XMM-Newton* 90% confidence radius. The study led by [Bodaghee et al. \(2012\)](#) reveals a possible 4.4 ks oscillation and a slightly redshifted iron $\text{K}\alpha$

line although both significances are low. It is suggested that this source is most likely an AGN, but needs further observations to reject totally the hypothesis of it being an absorbed X-ray pulsar because of potential periodic modulation at high energies. Refined *XMM-Newton* astrometry provides better positioning (see Table 1) for this source with an error circle of $2''.16$ (Rosen et al. 2016).

At this position we find a single nIR counterpart that corresponds to 2MASS J18454039+0242088 (Fig. A.1k). Our deep *K*-band images reveal an axisymmetric extended source that has a bright centre and dimmer wings of dimensions $2''.5 \times 6''.5$ (Fig. 1a). The centre of the extended source lies less than $0''.1$ away from the 2MASS position. The K_s magnitude is 14.6 ± 0.2 , which is compatible with no variability from the 2MASS value, and the *K*-band spectrum does not reveal any particular feature (Fig. B.1).

A smooth spectrum suggests a synchrotron origin, perhaps due to IGR J18457+0244 seen flaring. Adding the fact that the K_s image reveals an extended source, we suggest this source is the counterpart of the high-energy detections and is very likely to be an AGN.

3.2.4. IGR J18532+0416

The detection of this source was first reported in Bird et al. (2010) and then localized with *Swift*-XRT (Fiocchi et al. 2011). Follow-up observations with *XMM-Newton* (Bodaghee et al. 2012) allowed them to further constrain the position of the source and associate it with 2MASS J18531602+0417481 ($J = 16.488, H = 15.15 \pm 0.093, K = 13.864 \pm 0.072$); this is the only source compatible with the position uncertainty of $2''.5$. Bodaghee et al. (2012) fitted the *XMM-Newton* spectrum by a power law with an additional Gaussian to account for a K_α line. The spectrum is compatible with a photon index $\Gamma = 1.4 \pm 0.1$ and a column density $N_H = 1.98 \pm 0.08 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. The X-ray flux at 0.2–12 keV is $1.46 \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. A feature near 6 keV is likely to be a redshifted K_α line at $z = 0.051$, suggesting an AGN although the S/N is poor. However, a faint periodic signal at 1408 s might be present in the light curve, which if confirmed would rather suggest that this source is an HMXB with an accreting NS. A new astrometric solution is available in 3XMM-DR7 (Table 1) and gives an updated position along with a 90% error circle of $1''.14$.

The ISAAC image reveals that no nIR source falls in the new *XMM-Newton* error circle (Fig. A.1l). We find that the previous counterpart 2MASS J18531602+0417481 (source #1) is an extended source that is very likely a galaxy (Fig. 1b). However, it lies $1''.7$ away from the new *XMM-Newton* position. The $K_s = 13.968 \pm 0.060$ is compatible with the 2MASS value. The nIR image also reveals a very faint source (#2, $K_s > 19$) $1''.1$ away from the *XMM-Newton* position. Spectroscopy was performed on #1 and reveals no particular feature (Fig. B.1). We note that extending the 90% error circle to a 3σ circle of $1''.6$ for the *XMM-Newton* position and $0''.24$ for the 2MASS object (#1), both candidates are viable counterparts.

IGR J18532+0416 is thought to be either an AGN or a HMXB. If we assume candidate #1 is the counterpart, it would then be an AGN. The fact that we spatially resolve the galaxy is consistent with the suggested redshift of 0.051 derived in X-rays. If we assume instead that candidate #2 is the counterpart, we would identify it as an HMXB. Its faint magnitude associated with the column density and a fiducial BV companion star would place this source between 64 and 80 kpc, right outside the Milky

Way. This makes candidate #2 very unlikely to be the counterpart to IGR J18532+0416, thus we conclude that candidate #1 is its counterpart and that it is an AGN.

Our nIR imaging thus favours IGR J18532+0416 being an extragalactic source and more precisely an AGN at redshift $z = 0.051$ as derived from X-ray observations. Its 0.2–12 keV X-ray luminosity would be about $1.6 \times 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$ at this distance.

3.2.5. IGR J19378–0617

The first detection by INTEGRAL was reported by Molkov et al. (2004), before a slightly adjusted position is given by Bird et al. (2007). The authors already suggested the detection of a Seyfert 1 AGN. Further *Swift* observations lead to a better positioning of the source and an extended nIR counterpart falls inside the $3''.5$ error circle (2MASX J19373299–0613046, $J = 12.673 \pm 0.018, H = 11.598 \pm 0.083, K = 10.721 \pm 0.038$). This source matches with SS 422/1H 1934–063 given in the catalogue from Molkov et al. (2004). It is identified as a Seyfert 1.5 galaxy at $z = 0.011$, and is already known as a radio (NVSS J193733–061304) and X-ray source (1RXS J193732.8–061305). Rodriguez et al. (2008) fit a *Swift* spectrum using a power law and derived a column density $N_H = 0.15 \pm 0.05 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ and a photon index $\Gamma = 2.5 \pm 0.2$, indicating a soft and not intrinsically absorbed source.

The K_s image shows a rather bright, isolated source that lies inside the *Swift* error circle (Fig. A.1n). Associated with 2MASS J19373301–0613047, our source lies about $0''.25$ away; the slight separation could be due to our lack of a good quality photometry image. The ISAAC *K*-band spectrum of IGR J19378–0617 shows a single emission line (Fig. B.1) attributed to a redshifted hydrogen Bry at $z = 0.011 \pm 0.001$, which is consistent with the results of the previous studies. We confirm the extragalactic nature of IGR J19378–0617, an AGN located at $z = 0.011 \pm 0.001$.

3.3. Cataclysmic variables

3.3.1. IGR J12489–6243

This source was first detected by INTEGRAL/IBIS as reported by Bird et al. (2010). Better spatial localization was obtained with *Chandra* (Tomsick et al. 2012). However, two X-ray candidates were found near the $4''.1$ INTEGRAL error circle: one inside ($1.4''$) and the other right outside ($5.42''$). But because the closest source is too soft, the latter is more likely to be the actual counterpart. The authors fit the *Chandra* spectrum of IGR J12489–6243a with a power law, which indeed indicates a very hard photon index of $\Gamma = -0.83^{+0.76}_{-0.56}$ and a column density lower than $1.2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$. The 2–10 keV flux is $5.3 \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. This strongly supports a Galactic origin for IGR J12489–6243a and is likely to be either a CV or an HMXB.

In our 2012 ISAAC observations on IGR J12489–6243a, we find a point-like source at the position given by *Chandra*, which centroid lies inside the 90% error circle (Fig. A.1c). This is the only counterpart we find in the ISAAC image. The only catalogued counterpart is CXOU J124846.4–623743: the closest 2MASS source is located more than $3''$ away. The K_s magnitude is 14.724 ± 0.060 . The *K*-band spectrum reveals three emission lines: He I $2.058 \mu\text{m}$, He I $2.162 \mu\text{m}$, and Bry (Fig. B.3a). The S/N does not allow us to identify any other features. According to

Hanson et al. (1996), few OB stars show both He I 2.058 μm and Br $_{\gamma}$ in emission and when they do, they also present hydrogen's Pfund series in emission. The fact that IGR J12489–6243 does not have any Pfund emission leads us to think it is rather a K–M main-sequence star, although it does not show the CO absorption series.

Given the hardness of X-ray emissions and the variability detected by INTEGRAL, this source could very well be a cataclysmic binary, that is a low-mass main-sequence star orbiting a white dwarf. There is a caveat however in the fact that the nIR counterpart does not show the series of absorption lines due to ^{12}CO that is often seen in K–M stars. A possible explanation could be that the companion star depleted its atmosphere into the white dwarf (see Sect. 4.2) or that the nIR emission is dominated by the accretion disc. We suggest a distance of 250–730 pc for a K–M main-sequence companion star. That would correspond to a 2–10 keV luminosity between $4–30 \times 10^{30} \text{ erg s}^{-1}$, which is compatible with an accreting CV.

3.3.2. IGR J15293–5609

Tomsick et al. (2012) used a *Chandra* spectrum of IGR J15293–5609 to fit a power law and derive a column density $N_{\text{H}} = 3.4^{+2.8}_{-2.3} \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ along with a photon index $\Gamma = 2.4^{+0.6}_{-0.5}$, which favours a Galactic origin. The authors fit the spectral energy distribution (SED) from infrared to optical with no IR excess and derived an effective temperature between 4200 and 7000 K. According to the parallax given in the Sydney Observatory Galactic Survey (Fresneau et al. 2007), this source is located at $1.56 \pm 0.12 \text{ kpc}$. It was thus possible to estimate the radius of the star to be between 12.0 and $16.4 R_{\odot}$, such that Tomsick et al. (2012) suggested this is a binary hosting an early KIII giant companion. Given the distance, the authors suggested the 0.3–10 keV luminosity of $1.4^{+1.0}_{-0.4} \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$ is consistent with the accretor being a white dwarf.

During the 2012 ISAAC run we only performed nIR spectroscopy for this source since its SED was already well known. A single source lies inside the 0''.64 *Chandra* circle and its position (Fig. A.1f) is consistent with 2MASS J15292939–5612133 ($J = 9.620 \pm 0.026, H = 8.962 \pm 0.022, K = 8.747 \pm 0.024$, located 0''.1 away). The K-band spectrum shows the ^{12}CO and ^{13}CO series in absorption; these features are only seen in cooler G, K, and M stars (Fig. B.3b). The lack of hydrogen Br $_{\gamma}$ rules out a class G or early K star. However, the presence of the absorption lines Na I 2.21 μm and Ca I 2.26 μm in close proportions to those of CO leads the identification towards a main-sequence star, rather than an evolved red giant. In particular, the equivalent width ratio of CO(2-0) to both Na 2.21 μm and Ca 2.26 μm as determined in Ramirez et al. (1997) is a strong indicator of the luminosity class; we derive a ratio of CO/(Na+Ca) of $-0.25^{+0.09}_{-0.08}$, which is perfectly consistent with a late-K main-sequence star.

There a discrepancy between spectroscopic and both photometric and parallax measurements; the only agreement is on the K spectral class, corresponding to an effective temperature below 5000 K.

Assuming a KV secondary from nIR spectroscopy, the distance to the system would be between 45 and 85 pc and would instead yield a 0.3–10 keV X-ray luminosity of $1 – 4 \times 10^{29} \text{ erg s}^{-1}$; this would be on the low end of low-luminosity CVs (Reis et al. 2013).

Assuming a 1.56 kpc distance, the bright K_s magnitude can only be explained by a giant companion star. That would mean

our spectrum shows an abnormal quantity of metals (Na, Ca, Mg) compared to the reference KIII star with solar or subsolar metallicity. In Ivanov et al. (2004), several spectra of K3III stars of increasing metallicity (-1.7 to 0.5 dex) are also shown to have slightly increasing Na 2.21 μm to CO(2–0) ratio. A KIII star of metallicity higher than 0.5 dex may match our spectroscopic observations. However, we lack reference spectra to confirm such a claim. Although in theory, several studies such as that led by Stehle & Ritter (1999) have predicted metal-enriched secondaries in CVs due to the exchange of metal-rich nova ejecta.

Both high energy and nIR suggest that IGR J15293–5609 is a CV. However, there is an uncertainty on the secondary star. A KV star, highly compatible with our ISAAC nIR spectroscopy, would indicate a close, low-luminosity CV. A KIII star would fit the previous distance estimate and be part of a CV of typical X-ray luminosity, but the secondary would then be abnormally metal rich.

3.3.3. IGR J17200–3116

Masetti et al. (2006) reported an optical counterpart to the INTEGRAL detection (Walter et al. 2004) thanks to a refined position given by *Chandra*. The presence of an H α emission line and the overall reddened spectrum along with a column density of $N_{\text{H}} = 1.9^{+0.9}_{-0.5} \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ (Tomsick et al. 2008) would be typical of INTEGRAL absorbed HMXB systems. However, Esposito et al. (2014) used *XMM-Newton* data to fit a power law with an extra 1.2 keV black body to derive a photon index of 0.81 ± 0.06 , a 1–10 keV flux of $2.74 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, and a column density $N_{\text{H}} = 1.31 \pm 0.07 \text{ cm}^{-2}$. The authors also detected a 326 s X-ray pulse period. The pulse period is slow for a typical NS inside an LMXB, while the hard photon index is compatible with both HMXB and CV.

We find a single, bright counterpart just inside the *Chandra* error circle in the ISAAC field of view (Fig. A.1g). Its K_s magnitude is 12.202 ± 0.058 . Our source lies less than 0''.1 away from 2MASS J17200591–3116596 ($J = 13.581 \pm 0.056, H = 12.334 \pm 0.057, K = 11.983 \pm 0.043$). Our K_s measurement is slightly dimmer than expected from 2MASS (0.176 mag in K_s), which would indicate that this source is variable. The K-band spectrum of this source reveals the ^{12}CO absorption series after 2.3 μm (Fig. B.3c), which is typical of a low-mass star (Kleinmann & Hall 1986). Since the CO absorption is well visible up to the 6th series, we suggest this is a K star rather than an M star. Two helium emission lines are present, along with a Mg I absorption line. The low intensity of the Mg I line and the absence of other lines such as Na I and Ca I favours an evolved KIII star rather than a main-sequence star.

The hard photon index, slow pulse period, and KIII companion star are all compatible with a low-mass star orbiting around a white dwarf. We suggest IGR J17200–3116 is a symbiotic CV. Assuming a KIII star, the distance would be between 4–8 kpc. That would yield a 1–10 keV X-ray luminosity between $0.7–2.8 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$. We note that Orio et al. (2007) found symbiotic stars with similar luminosities.

3.3.4. IGR J17404–3655

The first INTEGRAL detection was reported in Bird et al. (2007) and a *Swift* position was reported later in Landi et al. (2008) along with the fit of the *Swift* spectrum with an unabsorbed power law ($\Gamma = 0.24$, 2–10 keV flux of $1.2 \times 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$).

Further optical observations led [Masetti et al. \(2009\)](#) to identify this source as an LMXB. The authors estimated its distance to be 9.1 kpc and thus its luminosity to be 1.2×10^{35} erg s $^{-1}$. However, the *Chandra* spectrum presented in [Tomsick et al. \(2009\)](#) is compatible with a photon index $\Gamma = -0.30_{-0.24}^{+0.30}$ and is too hard for a typical LMXB; the authors suggested it is more likely to be caused by an HMXB hosting a highly magnetized NS.

A single point-like source lies within the *Chandra* error circle (Fig. A.1h). It lies less than 0'1 away from 2MASS J17402685–3655374 ($J = 15.340 \pm 0.094, H = 14.564, K = 14.194$). ISAAC nIR spectrum shows the two emission lines of He I 2.058 μ m and Bry, along with a faint C IV emission line. This could correspond to a hot B-type star as shown in [Hanson et al. \(1996\)](#). However, such stars show Bry and Pfund emission series after 2.3 μ m in comparable strengths. This is not the case for IGR J17404–3655. We do not detect any Pfund line (Fig. B.3d), while the Bry line is rather strong; that is stronger than the line we detect in IGR J13186–6257, which also shows Pfund emission (see Fig. B.2).

A study of CVs in the nIR domain by [Harrison et al. \(2004\)](#) revealed that their spectra do not always show the absorption series of ^{12}CO that we usually see in cooler, less massive stars and that is still present the Bry and He I lines mentioned above. In particular, the spectrum of IGR J17404–3655 resembles that of a K3–5V star orbiting a white dwarf. Thus, according to K -band spectroscopy, we would rather identify this source as a CV with a K3–5V companion star.

The hard high-energy spectrum along with the aforementioned nIR spectral features are compatible with IGR J17404–3655 being a CV with a K3–5V companion. This would represent a distance between 530 and 700 pc, for a 2–10 keV X-ray luminosity of $4\text{--}7 \times 10^{32}$ erg s $^{-1}$; these values are compatible with a CV.

3.3.5. IGR J17586–2129

Discovered by INTEGRAL ([Bird et al. 2006](#)) and further observed by *Chandra* ([Tomsick et al. 2009](#)), a power-law fit indicates a highly absorbed source ($N_{\text{H}} = 9\text{--}22 \times 10^{22}$ cm $^{-2}$) with a photon index of $\Gamma = 0.23_{-0.54}^{+0.59}$. It coincides with a deeply reddened 2MASS source (2MASS J17583455–2123215, $J = 11.380 \pm 0.040, H = 9.530 \pm 0.034, K = 8.437 \pm 0.027$) with $I - K_s \sim 7$. The high absorption may indicate that it lies very far away, probably several kpc. Given a fiducial distance of 5 kpc, [Tomsick et al. \(2009\)](#) considered its 0.3–10 keV luminosity of 3×10^{34} erg s $^{-1}$ to be too bright for a CV, and its hardness makes it more likely to be an HMXB rather than an AGN.

The high K_s magnitude and good localization of this source allow us to easily isolate it in the ISAAC K -band image (Fig. A.1i). The source lies less than 0'1 away from 2MASS J17583455–2123215. We can clearly see the ^{12}CO and ^{13}CO absorption series after 2.3 μ m. Although they are not as well defined as in the spectrum of IGR J17200–3116 (Fig. B.3e), we see the six CO absorption series and thus suggest it is a K star. The spectrum shows a faint Na I absorption line. If this was a main-sequence star, the Na line should be more prominent and we should also detect Ca I and Mg I absorption lines. We suggest this spectrum is compatible with an evolved KIII star.

The high column density directly translates into $A_V = 40\text{--}100$. The bright K magnitude combined with the type KIII star hypothesis would yield a distance between 130 and 300 pc for the lowest column density estimate ($N_{\text{H}} \simeq 9 \times 10^{22}$ cm $^{-2}$). These distances give X-ray luminosities that are on the low end for CVs. This scenario is very unlikely since such high absorption

may not only entirely be due to interstellar medium, but also to intrinsic absorption from material near the accretor. If we then consider instead the average extinction $A_V = 6.48$ in a 5' radius around the source ([Schlafly & Finkbeiner 2011](#)), we derive a distance of 1.1 kpc and a 0.3–10 keV luminosity of 3×10^{33} erg s $^{-1}$; these values are more consistent with classical values for CVs.

Along with the lack of calcium and sodium in absorption, the nIR spectrum suggests a KIII star that disagrees with the HMXB hypothesis. Even though this source has high intrinsic absorption that could suggest an LMXB, the hard photon index points towards a CV. We suggest this source is more likely to be a symbiotic CV with a KIII companion.

3.4. Low- or intermediate-mass X-ray binaries

3.4.1. IGR J17597–2201

Reported by [Lutovinov et al. \(2003\)](#), this INTEGRAL source is first localized with *XMM-Newton* ([Walter et al. 2006](#)). It is subject to type I X-ray bursts detected by *JEM-X* ([Brandt et al. 2007](#)). This suggests the presence of a NS inside an LMXB. The 4" *XMM-Newton* error circle allowed [Chaty et al. \(2008\)](#) to identify several counterpart candidates with NTT/EMMI. Among these, the candidate identified as #1 has optical and infrared magnitudes that are consistent with an LMXB nature. Further *Chandra* observations by [Ratti et al. \(2010\)](#) allowed these authors to isolate a single counterpart in i' band (NTT/EMMI), which corresponds to candidate #1 in [Chaty et al. \(2008\)](#). The average X-ray flux at 0.2–12 keV taken from 3XMM DR7 is 2.4×10^{-12} erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$.

A single source is present inside the *Chandra* 0"64 error circle on the ISAAC image (Fig. A.1j), which corresponds to the aforementioned candidate. Its K_s magnitude is 13.091 ± 0.058 . There are no catalogued optical/infrared sources for this star. While its spectrum has an overall low signal, features such as the Bry and ^{12}CO series are visible in absorption. Weaker absorption lines (Na I and Ca I) are possibly present with the caveat of low S/N (Fig. B.4a). According to [Kleinmann & Hall \(1986\)](#), the presence of both Bry and ^{12}CO series in absorption indicates a giant star. Based on the strength ratio of these features ($EW_{\text{Bry}}/EW_{\text{CO}(2-0)} \sim 0.4$), we suggest this star is between a G8 and K0 type.

Using the average extinction $A_V = 16.99$ in a radius of 5' around the source ([Schlafly & Finkbeiner 2011](#)), we derive a distance of 5.6 kpc, which corresponds to an average 0.2–12 keV X-ray luminosity of 1.1×10^{36} erg s $^{-1}$. This is a typical value for an LMXB. Both X-ray and nIR data agree that IGR J17597–2201 is an LMXB with a G8–K0III companion star.

3.4.2. IGR J19308+0530

First reported in [Bird et al. \(2006\)](#), follow-up observations with *Swift* ([Rodriguez et al. 2008](#)) and *Chandra* ([Ratti et al. 2010](#)) allowed the latter to localize the position of the X-ray source with an accuracy of 0"64 and identify the nIR counterpart (2MASS J19305075+0530582, $J = 9.617 \pm 0.032, H = 9.245 \pm 0.023, K = 9.130 \pm 0.023$). This star is very bright and is reported to be of spectral type F8 ([McCuskey 1949](#)). The *Swift* spectrum ([Rodriguez et al. 2008](#)) is dominated by a soft blackbody component at 0.2 keV with $N_{\text{H}} < 1.5 \times 10^{21}$ cm $^{-2}$, corresponding to a 2–10 keV flux of 3.3×10^{-13} erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$. This

is expected in neutron star LMXBs and IMXBs in a state of quiescence (Jonker et al. 2004). A study from Ratti & Grunsven (2013) provides phase-resolved optical spectroscopy of this source. They measured an orbital period of 14.7 h and a mass ratio $q = 1.78 \pm 0.04$, for a secondary of type F4V. The authors suggested the primary is most likely a white dwarf, but do not entirely rule out a NS. Its distance would be between 300–450 pc and its 2–10 keV X-ray luminosity between $0.5 - 4 \times 10^{30}$ erg s $^{-1}$ (Ratti et al. 2010).

The ISAAC field of view on this position reveals an isolated bright source (Fig. A.1m) situated at the position of 2MASS J19305075+0530582. K -band spectroscopy shows a prominent Bry line in absorption (Fig. B.4b) along with faint absorption lines from metals (Na I, Ca I). The signal of the spectrum does not allow us to constrain well enough the strength ratio of the metals to Bry; as such, our spectrum is compatible with types F8–G0V–III according to Kleinmann & Hall (1986). Our data is thus compatible with an intermediate-mass star and we confirm the identification from Ratti & Grunsven (2013) of F4V, thus IGR J19308+0530 is an IMXB.

3.5. High-mass X-ray binaries

3.5.1. IGR J13020–6359

Bird et al. (2006, 2007) first identified this source as an HMXB based on its proximity with 2RXP J130159.6–635806, which is an accreting pulsar according to Chernyakova et al. (2005). The authors also mentioned a noticeable variability and derive a column density of 2.48×10^{22} cm $^{-2}$. A follow-up study with *Swift*/XRT by Rodriguez et al. (2009) shows that the spectral characteristics of IGR J13020–6359 are compatible with this source being an accreting pulsar. Assuming a distance between 4–7 kpc (Chernyakova et al. 2005) its 2–10 keV luminosity is about $8 - 9 \times 10^{34}$ erg s $^{-1}$, which is typical of high-mass stars accreting on pulsars (Bodaghee et al. 2007).

The ISAAC imaging reveals there is a single source within the 0''.39 *XMM-Newton* error circle (Fig. A.1d). This source is associated with a rather bright 2MASS object (2MASS J13015871–6358089, $J = 12.962 \pm 1.339$, $H = 12.047 \pm 0.031$, $K = 11.346 \pm 0.088$, 0.1'' away). We measure a magnitude $K_s = 11.373 \pm 0.058$, showing no significant variability from the 2MASS value. Its nIR spectrum shows features leading towards a high-mass main-sequence star (Fig. B.2): first the presence of the two emission lines He I 2.058 μ m and Bry and second hydrogen's distinctive Pfund series (25–5 to 17–5) after 2.350 μ m. According to the spectral atlas given by Hanson et al. (1996), the presence of both He I and Bry in emission (the latter being more intense than He I) is only seen in BVe stars. Also, the Pfund series in emission is reported in Lenorzer et al. (2002) to be present in B0–6Ve stars, which further confirms that this source is an early-type star.

The distance was previously estimated in Chernyakova et al. (2005) with the rough spectral type and magnitude of the companion star (B-type star at 4–7 kpc for $T_{\text{eff}} \sim 10\,000$ K and 6–10 solar radii). Our data suggest it might be closer, between 0.8 and 2.3 kpc, using the column density derived in X-rays, temperatures between 12 000 and 25 000 K, and a radius of 2–3.6 R_{\odot} , which are typical values for B0–6V stars.

We conclude 2MASS J13015871–6358089 is the counterpart to the X-ray emission and is of spectral type B0–6Ve. This agrees with the high-energy characteristics of IGR J13020–6359, which we suggest is an HMXB with an accreting pulsar and a B0–6Ve companion.

3.5.2. IGR J13186–6257

This source is first reported in Landi et al. (2008) and later associated with CXOU J131825.0–625815 (Tomsick et al. 2009); the position given by *Chandra* allowed Tomsick et al. to find the IR counterpart to be 2MASS J13182505–6258156 ($J = 13.581$, $H = 12.689$, $K_s = 12.842 \pm 0.050$). The authors derive a column density of $1.8^{+6.6}_{-1.3} \times 10^{23}$ cm $^{-2}$ although the local value could be from 2×10^{22} to 8.4×10^{23} cm $^{-2}$, which resembles the characteristics of many INTEGRAL HMXBs.

A single counterpart is easily found among the ISAAC field of view on the edge of the 0''.64 *Chandra* position (Fig. A.1e). This counterpart is compatible with 2MASS J13182505–6258156, which is 0''.1 away. We obtain a K_s magnitude of 13.080 ± 0.058 , which is 0.219 mag dimmer than expected from 2MASS, indicating a potentially variable source.

The nIR spectrum is very similar to that of IGR J13020–6359. However the signal is not as good. He I and Bry are visible in emission, but the Pfund series is not as prominent and suffers from low S/N (Fig. B.2). To confirm its presence, we used a slightly different reduction method that favours signal at longer wavelengths.

The first reduction process treats each of the eight raw spectra individually before combining them. It is especially adapted for bright stars as there is no issue when extracting each spectra from the background. However, faint stars do not seem to benefit from this method since it is harder to estimate the trace over the entire range on a raw, single spectrum. The individual trace fitting is thus not as reliable. The second reduction process first combines the raw spectra to optimize the S/N. The fit of the trace gives better results at longer wavelengths, but sacrifices S/N at shorter wavelengths.

Using the second reduction method on IGR J13186–6257 reveals that the Pfund series in emission is definitely present. This is the only source in the sample that gave noticeably different results when comparing the two reduction processes. In particular, applying the second method to IGR J12489–6243 and IGR J17404–3655, both of which present He I and Bry in emission, did not reveal any additional feature either Pfund in emission or $^{12/13}\text{CO}$ in absorption.

IGR J13186–6257 is thus very likely to be a B0–6Ve star orbiting a compact object, together forming a BeHMXB. If we consider the uncertainty on the local value of column density, this heavily absorbed binary could be situated from 0.7 to 5.4 kpc.

4. Discussion

In this section we discuss the overall results of the nIR observations in comparison to the high-energy identifications and previous distributions of object types among the whole catalogue of INTEGRAL sources.

4.1. AGN candidates identified through imaging

Near-infrared imaging on IGR J18457+0244 and IGR J18532+0416 (Fig. 1) shows extended sources inside (or adjacent to) the high-energy error circles. These two sources do not present any particular features in their nIR spectrum, as opposed to the other AGNs presented in this paper. Even though their signal is rather low, hydrogen emission lines – if present – should still be detectable, as we easily detect hydrogen in IGR J00465–4005, an AGN of similar K_s luminosity. Since they are spatially resolved, their redshift is too low to shift the Bry line out of our spectral range, which is why we are confident about

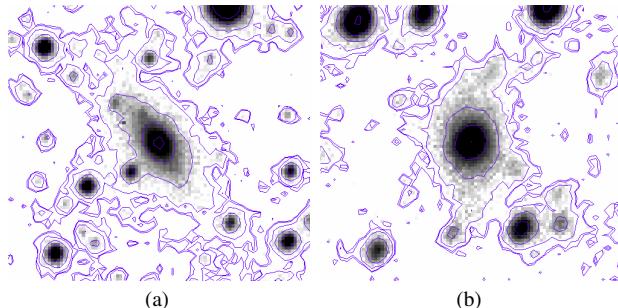


Fig. 1. Contours around the nIR counterparts of the AGNs identified through imaging. The fields of view are $14'' \times 14''$; north is up and east is left. *Panel a:* IGR J18457+0244. *Panel b:* IGR J18532+0416.

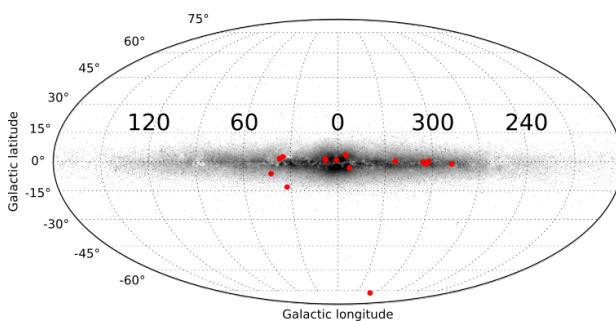


Fig. 2. Spatial distribution of the INTEGRAL sources identified in this paper.

the actual absence of features in their spectrum. We thus suggest that this source is associated with synchrotron emission, coming from flaring AGNs.

4.2. Abundance anomalies in cataclysmic variables

Near-infrared spectroscopy of IGR 12489–6243 and IGR J17404–3655 reveals both helium (He I $2.058 \mu\text{m}$) and Bry emission lines similar to OB secondaries in HMXB systems. However, the absence of the Pfund series in emission (see Sect. 3.5.2) leads us to doubt the massive star hypothesis, even though these sources do not show CO absorption as G- or K-type stars would.

The deciding factor comes from nIR spectroscopy on a sample of 12 CVs (Harrison et al. 2004) that show abundance anomalies. In particular, some of these sources lack CO absorption and have both He I $2.058 \mu\text{m}$ and Bry emission, which is very similar to our results on the IGRs mentioned above.

Such spectra could be explained by rather old CVs in which the G/K-type secondary has had time to deplete its atmosphere (were CO absorption usually takes place) into the white dwarf. Helium and hydrogen emission lines would then come from the heated accretion disc rather than from the secondary star itself.

This relies on the fact that while single stars are rather well constrained in terms of element abundances and spectral features, the accreting phase in a binary system can drastically change these characteristics.

4.3. Source distribution

In Bird et al. (2016) is given the list of all the INTEGRAL detections so far, along with their nature when available. These

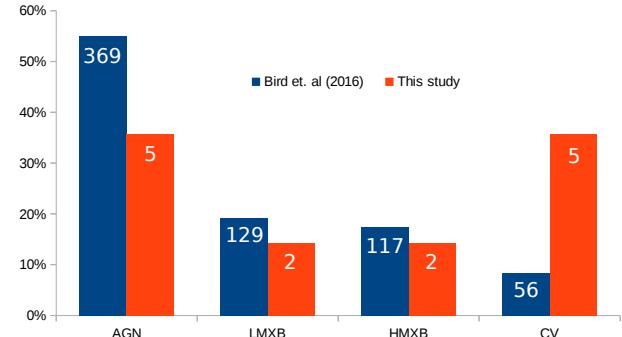


Fig. 3. Distribution of the 14 sources presented in this paper, alongside the 671 identified IGR sources presented in Bird et al. (2016). The left axis is normalized to the fraction (%) of the sources with respect to the total number of sources in their study, while the actual number of sources are indicated in white.

sources are either AGNs (39%), L/IMXBs (14%), HMXBs (12%), or CVs (6%). For a total of 939 objects, 23% were still unidentified. Among our 14 sources, 13 are mentioned in Bird et al. (2016), while the last only appears in Bird et al. (2006) because the detection threshold was modified. Their distribution in the sky is shown in Fig. 2.

The two sets of data appear to be rather different from one another (see Fig. 3); however, they have a large gap in the total number of sources. To properly estimate how significant the differences are, we used the following method: First, we assume that the distribution in Bird et al. (2016) is representative of all the INTEGRAL sources (both identified and unidentified). Then, we build a statistical model by drawing 14 random sources multiple times (typically 10^6) following probabilities that are derived from our hypothesis (Eq. (5)) for each type of source,

$$p_{\text{type}} = \frac{N_{\text{type}}}{N_{\text{total}}} \quad (5)$$

The statistical model is thus made of the average \bar{n}_{mod} and the standard deviation σ_{mod} of the 10^6 draws, for each type of source. We finally perform a chi-square test (Eq. (6)) to compare our observed set of data n_{obs} to the statistical model built from the set of data in Bird et al. (2016),

$$\chi^2 = \sum_{\text{type}} \frac{(n_{\text{obs,type}} - \bar{n}_{\text{mod,type}})^2}{\sigma_{\text{mod,type}}^2} \quad (6)$$

The test returns $\chi^2 = 15.98$ and with 3 degrees of freedom the corresponding p -value (the probability that a sample from the model would present such a large difference) is 0.001. Since the threshold p -value for statistical significance is usually set to 0.05, this means our data is significantly different from the model. Figure 4 shows that while our number of LMXBs and HMXBs are statistically compatible with the results in Bird et al. (2016), we have a shortcoming of AGNs and CVs are overrepresented.

The lower number of AGNs can be explained by the fact that our study focussed on sources that are located within $\pm 15^\circ$ from the Galactic plane (except for one), while the sources in Bird et al. (2016) are scattered over the whole sky. We thus built another model, using only the sources that lie in the Galactic plane for both sets of data. This now concerns 412 sources from Bird et al. (2016) and 13 from our study.

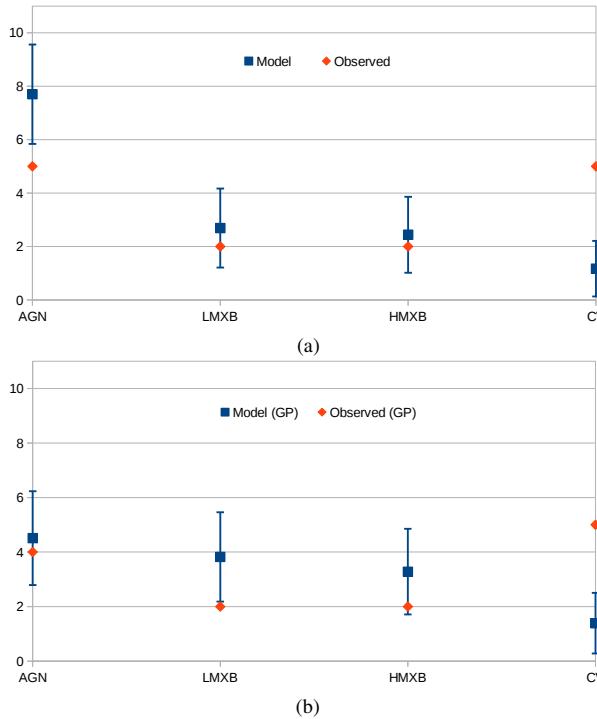


Fig. 4. Statistical models derived from the data in Bird et al. (2016) vs. our results. *Panel a:* comparison between the whole-sky model and our data. *Panel b:* comparison between the Galactic plane model (GP) and our data, both restricted to sources within $\pm 15^\circ$ from the GP.

The chi-square test using the new model returns $\chi^2 = 12.56$, and the associated p -value is 0.002 with 2 degrees of freedom since we added the Galactic plane constraint. While we now have a compatible number of AGNs, the high number of CVs in our data is still significantly different from what is expected (see Fig. 4).

There could be different explanations as for why we identified so many CVs. The initial hypothesis concerning the representativity of the Bird et al. (2016) catalogue could be wrong, which means the remaining >200 unidentified INTEGRAL sources would contain a larger percentage of CVs. This would be an interesting result since INTEGRAL discovered obscured sgHMXBs thanks to its high energy range and good sensitivity. Therefore, the aforementioned CVs would look like HMXBs at high energies and would most likely be intermediate polars, in which the white dwarf is highly magnetized, and present a harder high-energy spectrum than regular CVs. We note that four of our CVs were first suggested to be potential HMXBs based on high-energy data, and this confirms once again the necessity of multiwavelength studies to identify binary systems.

4.4. Current census of high-energy sources

We give an inventory of the various sources detected by INTEGRAL at high energies (Table 6). In addition to the previous studies (Liu et al. 2006, 2007; Coleiro et al. 2013; Bird et al. 2016), we take into account the results of the current paper. All these sources were cross-correlated since some are common to two or more catalogues. The total number of confirmed AGNs detected by INTEGRAL is 373, and represents about 31% of the IGR sources in the Galactic plane. There are currently 217 known

Table 6. Census of high-energy sources.

Sources	Census	%
AGN	373	45.7
LMXB	217	26.6
HMXB	167	20.4
Be	70	8.6
sg(SFXT)	35(10)	4.3 (1.2)
CV	60	7.3

LMXBs, 60 CVs, and 167 HMXBs. Among the latter, we can differentiate 70 BeHMXBs and 35 sgHMXBs 10 of which are SFXTs.

The low statistics on the high-energy sources, and in particular on X-ray binaries, comes from the rather long and difficult identification process, for which multiwavelength observations are needed. The most crucial step is obtaining a good X-ray localization of the sources (typically $<1''$ in the Galactic plane, $<2''$ in less crowded areas). Among the 288 IGR sources for which the nature is either uncertain or completely unknown, 251 (87%) have a localization that is less accurate than $2''$, which in most cases do not find a single optical/nIR counterpart before the position is better constrained.

5. Conclusions

We presented nIR observations of 14 INTEGRAL sources with the VLT/ISAAC instrument. The photometric and spectroscopic data allowed us to pinpoint nIR counterparts to the high-energy detections and identify or better constrain the nature of the sources. Among these sources, there are 5 AGNs, 5 CVs, 2 BeHMXBs, and 2 I/LMXBs. While the proportions between types are not fully consistent with those published in Bird et al. (2016), we still expect that the remaining unidentified INTEGRAL sources contain a significant amount of AGNs, X-ray binaries, and CVs. This could be a great resource for the two latter, since the current census of binaries is not so high and would benefit from having more candidates with a well-constrained nature. In turn, this will help to perform population studies, derive accurate classifications, and answer more general questions on stellar evolution in binaries in the context of stellar merging endpoints and the detection of gravitational waves.

Acknowledgements. We thank the anonymous referee for careful reading and valuable input, which helped to improve this paper. We also thank Federico Garcia for his suggestions regarding several of the sources presented in this paper. This work was supported by the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES). It is based on observations obtained with MINE: the Multiwavelength INTEGRAL NEtwork. This research has made use of the IGR Sources page maintained by J. Rodriguez & A. Bodaghee (<http://irfu.cea.fr/Sap/IGR-Sources>); data products from the Two Micron All Sky Survey, which is a joint project of the University of Massachusetts and the Infrared Processing and Analysis Center/California Institute of Technology, funded by the National Aeronautics and Space Administration and the National Science Foundation; data obtained from the 3XMM XMM-Newton serendipitous source catalogue compiled by the ten institutes of the XMM-Newton Survey Science Centre selected by ESA; the SIMBAD database and VizieR catalogue access tool, operated at CDS, Strasbourg, France; and NASA's Astrophysics Data System Bibliographic Services, operated by the Smithsonian Astrophysical Observatory under NASA Cooperative Agreement NNX16AC86A.

References

- Bird, A. J., Barlow, E. J., Bassani, L., et al. 2006, *ApJ*, 636, 765
- Bird, A. J., Malizia, A., Bazzano, A., et al. 2007, *ApJS*, 170, 175
- Bird, A. J., Bazzano, A., Bassani, L., et al. 2010, *ApJS*, 186, 1

- Bird, A. J., Bazzano, A., Malizia, A., et al. 2016, [ApJS](#), **223**, 15
- Bodaghee, A., Courvoisier, T. J.-L., Rodriguez, J., et al. 2007, [A&A](#), **467**, 585
- Bodaghee, A., Tomsick, J. A., & Rodriguez, J. 2012, [ApJ](#), **753**, 3
- Brandt, S., Budtz-Jørgensen, C., Gotz, D., Hurley, K., & Frontera, F. 2007, [ATel](#), **1054**
- Chaty, S. 2013, [AdSpR](#), **52**, 2132
- Chaty, S., Rahoui, F., Foellmi, C., et al. 2008, [A&A](#), **484**, 783
- Chernyakova, M., Lutovinov, A., Rodriguez, J., & Revnivtsev, M. 2005, [MNRAS](#), **364**, 455
- Coleiro, A., Chaty, S., ZuritaHeras, J. A., Rahoui, F., & Tomsick, J. A. 2013, [A&A](#), **560**, A108
- Cox, A. N. 2000, *Allen's Astrophysical Quantities* (New-York: AIP Press)
- Esposito, P., Israel, G. L., Sidoli, L., et al. 2014, [MNRAS](#), **441**, 1126
- Fiocchi, M., Bassani, L., Bazzano, A., et al. 2010, [ApJ](#), **720**, 987
- Fiocchi, M., Landi, R., Bassani, L., et al. 2011, [ATel](#), **3256**, 1
- Fresneau, A., Vaughan, A. E., & Argyle, R. W. 2007, [VizieR Online Data Catalog: III/46](#)
- Guver, T., & Ozel, F. 2009, [MNRAS](#), **400**, 2050
- Hanson, M. M., Conti, P. S., & Rieke, M. J. 1996, [ApJS](#), **107**, 281
- Hanson, M. M., Kudritzki, R.-P., Kenworthy, M. A., Puls, J., & Tokunaga, A. T. 2005, [ApJS](#), **161**, 154
- Harrison, T. E., Osborne, H. L., & Howell, S. B. 2004, [AJ](#), **127**, 3493
- Ivanov, V. D., Rieke, M. J., Engelbracht, C. W., et al. 2004, [ApJS](#), **151**, 387
- Jonker, P. G., Galloway, D. K., McClintock, J. E., et al. 2004, [MNRAS](#), **354**, 666
- Kausch, W., Smette, S. N. A., Kimeswenger, S., et al. 2015, [A&A](#), **576**, A78
- Kleinmann, S. G., & Hall, D. N. B. 1986, [ApJS](#), **62**, 501
- Landi, R., Masetti, N., Malizia, A., et al. 2008, [ATel](#), **1539**, 1
- Landi, R., Bassani, L., Malizia, A., et al. 2010a, [MNRAS](#), **403**, 945
- Landi, R., Malizia, A., Bazzano, A., et al. 2010b, [ATel](#), **3078**, 1
- Lenorzer, A., Vandenburgbussche, B., Morris, P., et al. 2002, [A&A](#), **384**, 473
- Leyder, J.-C., Walter, R., & Rauw, G. 2008, [A&A](#), **477**, L29
- Liu, Q. Z., Vanparadijs, J., & Heuvel, E. 2006, [A&A](#), **455**, 1165
- Liu, Q. Z., Vanparadijs, J., & Heuvel, E. 2007, [A&A](#), **469**, 807
- Lutovinov, A., Walter, R., Belanger, G., et al. 2003, [ATel](#), **155**, 1
- Masetti, N., Morelli, L., Palazzi, E., et al. 2006, [A&A](#), **459**, 21
- Masetti, N., Parisi, P., Palazzi, E., et al. 2009, [A&A](#), **495**, 121
- Masetti, N., Parisi, P., Palazzi, E., et al. 2010, [A&A](#), **519**, A96
- McCuskey, S. W. 1949, [ApJ](#), **109**, 426
- Molkov, S. V., Cherepashchuk, A. M., Lutovinov, A. A., et al. 2004, [Astron. Lett.](#), **30**, 534
- Monet, D., Levine, S., Canzian, B., et al. 2003, [AJ](#), **125**, 984
- Orio, M., Zezas, A., Munari, U., Siviero, A., & Tepedelenlioglu, E. 2007, [ApJ](#), **661**, 1105
- Ramirez, S. V., Depoy, D. L., Frogel, J. A., Sellgren, K., & Blum, R. D. 1997, [AJ](#), **113**, 1411
- Ratti, E. M., Bassa, C. G., Torres, M. A. P., et al. 2010, [MNRAS](#), **408**, 1866
- Ratti, E. M., Grunsven, V. J. T. F., Torres, M. A. P., et al. 2013, [MNRAS](#), **431**, L10
- Reis, R. C., Wheatley, P. J., Gansicke, B. T., & Osborne, J. P. 2013, [MNRAS](#), **430**, 1994
- Rodriguez, J., Tomsick, J. A., & Chaty, S. 2008, [A&A](#), **482**, 731
- Rodriguez, J., Tomsick, J. A., & Chaty, S. 2009, [A&A](#), **494**, 417
- Rosen, S. R., Webb, N. A., Watson, M. G., et al. 2016, [A&A](#), **590**, A1
- Schlafly, E. F., & Finkbeiner, D. P. 2011, [ApJ](#), **737**, 103
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, [AJ](#), **131**, 1163
- Smette, A., Sana, H., Noll, S., et al. 2015, [A&A](#), **576**, A77
- Stehle, R., & Ritter, H. 1999, [MNRAS](#), **309**, 245
- Tomsick, J. A., Chaty, S., Rodriguez, J., Walter, R., & Kaaret, P. 2008, [ApJ](#), **685**, 1143
- Tomsick, J. A., Chaty, S., Rodriguez, J., Walter, R., & Kaaret, P. 2009, [ApJ](#), **701**, 811
- Tomsick, J. A., Bodaghee, A., Chaty, S., et al. 2012, [ApJ](#), **754**, 145
- Walter, R., Bodaghee, A., Barlow, E. J., et al. 2004, [ATel](#), **229**, 1
- Walter, R., Heras, J. Z., Bassani, L., et al. 2006, [A&A](#), **453**, 133
- Whittet, D. C. B., & Bowey, J. E. 2003, [Observatory](#), **123**, 320

F. Fortin et al.: Identification of INTEGRAL sources with VLT/ISAAC

Appendix A: Finding charts

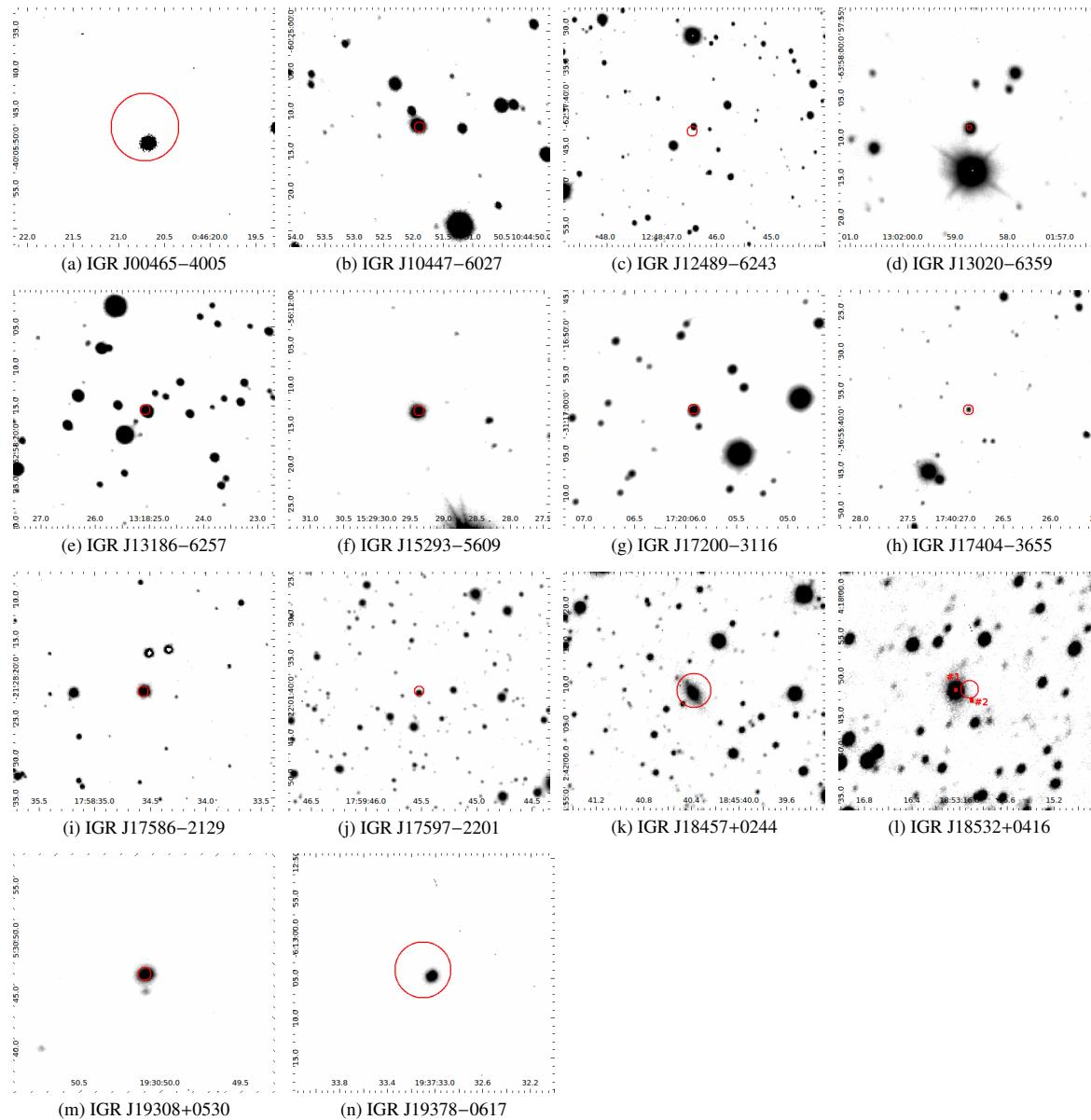


Fig. A.1. K_s finding charts of IGR sources in this study. Each frame is $33'' \times 33''$; north is up and east is left. Red circles indicate the high-energy position at 90% confidence.

Appendix B: Additional figures

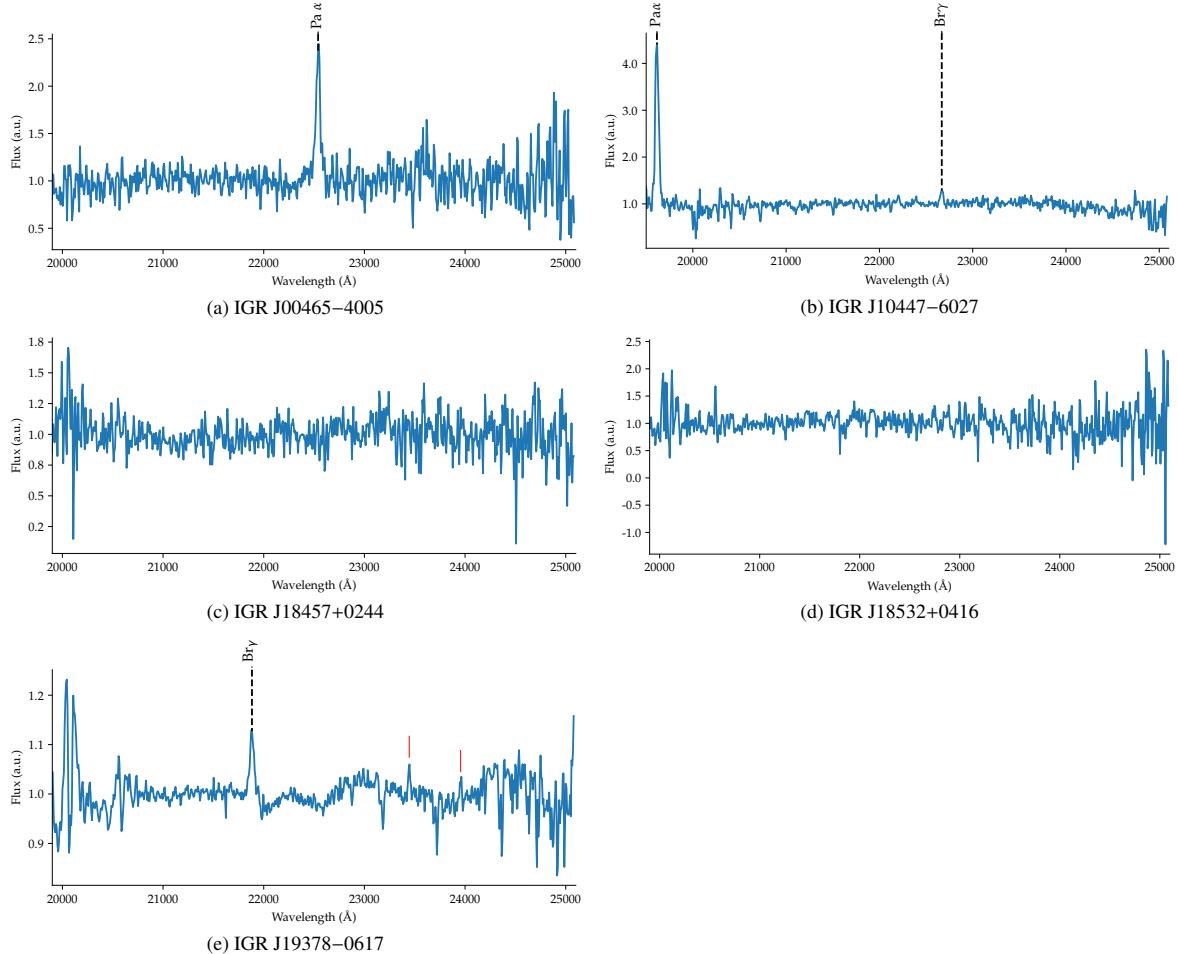


Fig. B.1. *K*-band spectra of the INTEGRAL sources identified as AGN. Spurious features from residual artefacts are labelled in red.

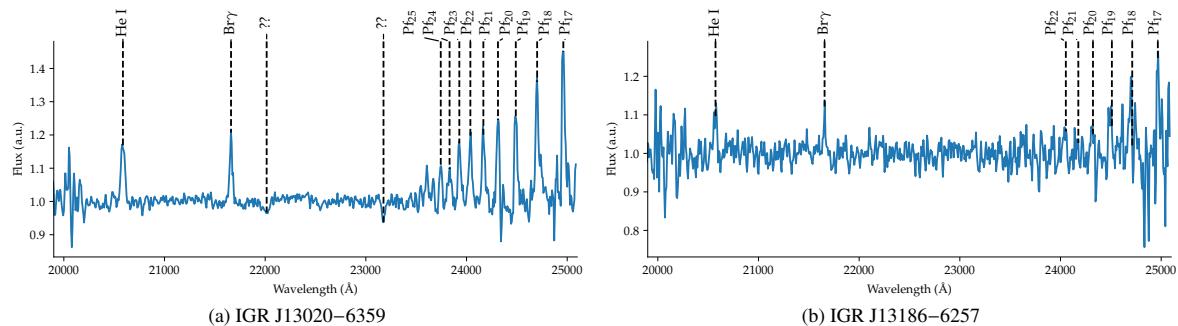


Fig. B.2. *K*-band spectra of the INTEGRAL sources identified as HMXBs.

F. Fortin et al.: Identification of INTEGRAL sources with VLT/ISAAC

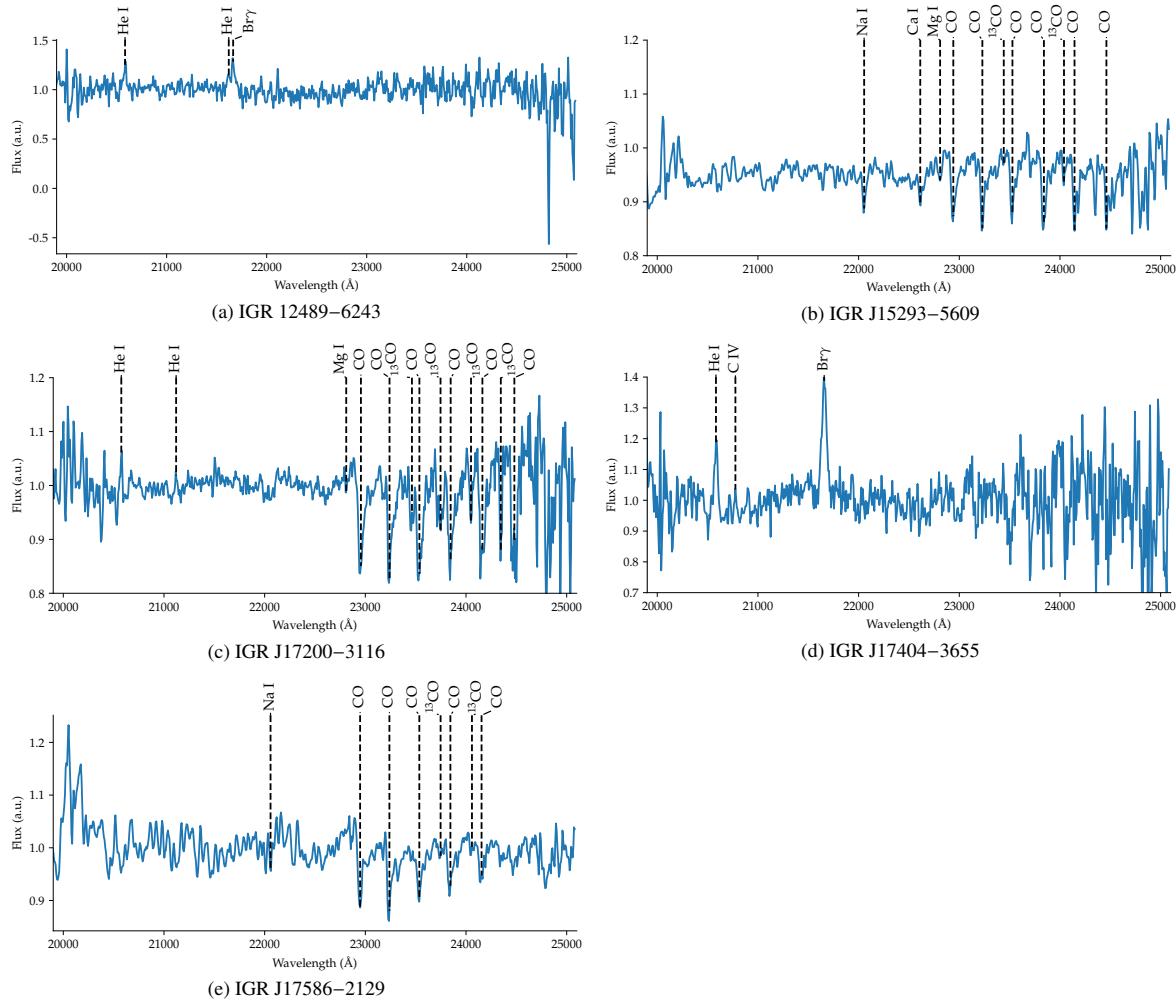


Fig. B.3. *K*-band spectra of the INTEGRAL sources identified as CVs.

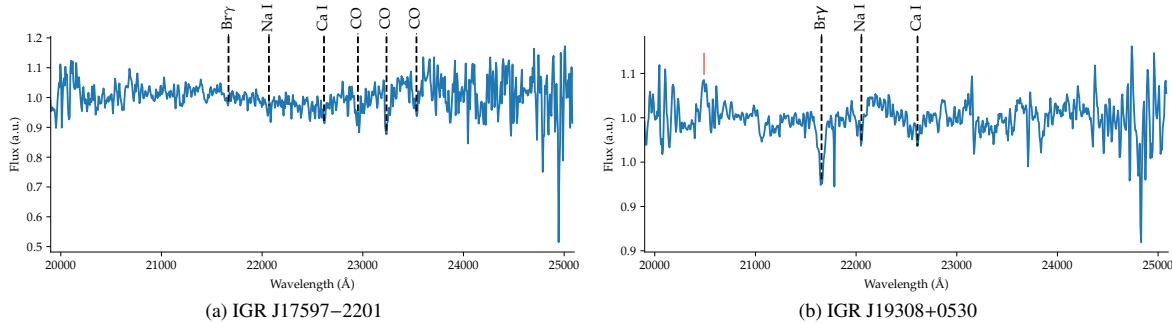


Fig. B.4. *K*-band spectra of the INTEGRAL sources identified as LMXB/IMXBs. Spurious features from residual artefacts are labelled in red.

Quatrième partie

Révéler l'environnement d'une binaire obscurcie : IGR J16318-4848

Table des matières

Introduction de la quatrième partie	145
9 Données observationnelles en optique, infrarouge proche et moyen	149
9.1 Spectroscopie visible/infrarouge : VLT/X-Shooter	149
9.1.1 VLT/X-Shooter : caractéristiques de l'instrument, acquisitions	149
9.1.2 Réduction des données X-Shooter	150
9.1.3 Calibration additionnelle en flux	151
9.2 Spectroscopie infrarouges moyens : Spitzer	153
9.3 Photométrie infrarouges lointains : Herschel	153
10 Un environnement complexe révélé par la spectroscopie d'X-Shooter	155
10.1 Abondance relative entre hydrogène et hélium	155
10.2 Bandes interstellaires diffuses	155
10.3 Profils P-Cygni	157
10.3.1 Description	157
10.3.2 Origine physique	157
10.3.3 Modélisation	158
10.3.4 Résultats	158
10.4 Profils en plateau	158
10.4.1 Description	158
10.4.2 Origine physique	159
10.4.3 Modélisation	160
10.4.4 Résultats	160
10.5 Profils en double pics	161
10.5.1 Description	161
10.5.2 Origine physique	161
10.5.3 Modélisation	162
10.5.4 Résultats	162
10.6 Profils fins	164
10.6.1 Description	164
10.6.2 Origine physique	164
10.6.3 Modélisation	165
10.6.4 Résultats	165
10.7 Raie H α	165
10.7.1 Description	165
10.7.2 Origine physique	165
10.7.3 Modélisation	166
10.7.4 Résultats	166
10.8 Résumé des informations dérivées à partir de la spectroscopie X-Shooter	167
10.8.1 Disque interne et vent stellaire	167

10.8.2 Disque externe et vent de disque	167
10.9 Inclinaison du système	167
10.9.1 L'inclinaison dans la littérature	168
10.9.2 Ce qu'apporte X-Shooter	168
10.9.3 Conclusions sur l'inclinaison	168
10.10 Estimation de la distance	169
10.10.1 Mesures astrométriques	169
10.10.2 Corrélation avec des sites de formation stellaire	170
10.10.3 Inversion de la distance par combinaison des hypothèses	172
11 Distribution spectrale d'énergie large bande	173
11.1 Description des données	173
11.1.1 Ré-échantillonnage des données	173
11.2 Géométrie attendue	174
11.3 Contribution du disque	175
11.4 Contribution du rebord interne du disque	175
11.5 Contribution de l'étoile centrale	176
11.5.1 Cas $R^* < H_{rim}$	176
11.5.2 Cas $R^* > R_{rim}$	177
11.5.3 Contribution totale	177
11.6 Méthode de rougissement artificiel des données	177
11.6.1 Continuum de l'extinction interstellaire	177
11.6.2 Prise en compte des raies d'absorption des silicates	178
11.7 Résumé, méthode et hypothèses	179
11.7.1 Géométrie	179
11.7.2 Méthode d'ajustement	180
11.7.3 Hypothèses	180
11.8 Résultats de l'ajustement de la SED	181
11.8.1 Rebord interne fixé à la température de sublimation	181
11.8.2 Contraintes apportées par la spectroscopie X-Shooter	182
11.9 Discussions sur les résultats d'ajustement de la SED	184
11.9.1 Températures	184
11.9.2 Inclinaison	184
11.9.3 Dimensions du rebord interne irradié	184
11.9.4 Visibilité de l'étoile centrale	184
11.9.5 Limites du modèle	185
12 Modélisation d'atmosphère stellaire	187
12.1 Le code PoWR	187
12.2 Résultats	187
12.3 Discussions	189
12.3.1 Raies d'hydrogène	189
12.3.2 Raies d'hélium	189
12.3.3 Vitesse terminale du vent stellaire	189
Conclusion de la quatrième partie	191
L'article soumis à <i>The Astrophysical Journal</i>	195

Introduction de la quatrième partie

Petit historique des binaires de grande masse

Si la première binaire de faible masse, Scorpius X-1, a été détectée dans les X par une mission dirigée par Riccardo Giacconi [Giacconi et al. \(1962\)](#), la première binaire de grande masse a été découverte par Herbert Gursky, un de ses collègues ([Gursky et al. 1963](#)). Cette binaire, c'est Cygnus X-1, et elle est certainement la binaire X la plus étudiée. Pour se faire une idée, ce ne sont pas moins de 717 articles qui sont publiés dans des revues à comité de lecture qui comportent son nom dans leur titre. Pour comparer, ce chiffre est de 355 pour Scorpius X-1, et est de "seulement" 144 pour Vela X-1, une autre binaire de grande masse très connue.

Cygnus X-1 a en effet suscité un grand intérêt dans la communauté, notamment parce qu'elle est le premier candidat trou noir identifié dans notre galaxie. Mais elle est aussi particulière du fait que son étoile compagnon, la supergéante HDE 226868, remplit quasiment son lobe de Roche tout en émettant un vent stellaire intense ([Sowers et al. 1998](#)). Le trou noir est donc à la fois alimenté par un disque d'accrétion et par le vent de son compagnon.

Comme évoqué dans l'introduction de la partie III, le satellite *INTEGRAL* a chamboulé le paysage des binaires X de grande masse, grâce à une sensibilité accrue et sa capacité à observer une grande portion de ciel à la recherche de phénomènes transitoires. Le satellite permet de détecter deux nouvelles catégories de binaires de grande masse : les systèmes obscurcis, et les systèmes transitoires supergéants rapides (SFXT, *Supergiant Fast X-ray Transients*). Les premiers sont cachés derrière du matériel opaque, qui s'organise localement au niveau de l'objet compact voire même autour du système tout entier. Les seconds passent par des phases de sursauts rapides (~3–8 h) entrecoupés de périodes de quiescence qui défient les limites de sensibilité des observatoires à haute énergie ([Negueruela et al. 2006](#)). Ce qui est remarquable, c'est qu'avant *INTEGRAL*, la communauté recensait une douzaine de systèmes supergéants, et le faible nombre était attribué à une rareté intrinsèque. Le rapport entre systèmes de grande masse et systèmes supergéants était d'environ 10 pour 1. *INTEGRAL* rétablit la balance, si bien qu'en 2013 ce rapport est passé à presque 1/1 selon [Coleiro et al. \(2013\)](#) ! En 2019, le recensement effectué en partie II fait état des systèmes dont le compagnon a été confirmé par spectroscopie, et dénombre 52 binaires de grande masse de type OB V contre... 54 de type OB III-I (38 en se limitant uniquement aux supergéantes). Ainsi, les systèmes avec un compagnon évolué sont maintenant majoritaires au sein des binaires X de grande masse.

L'augmentation du nombre de binaires avec un compagnon massif et évolué implique aussi l'apparition de systèmes avec des caractéristiques quelque peu extrêmes. Les étoiles massives sont en effet propices pour alimenter leur environnement en éléments lourds, que ce soit via leur vent stellaire intense ou à la fin de leur vie quand elles explosent en supernova. Parmi elles, IGR J16318-4848 est probablement celle qui se démarque le plus en terme d'environnement complexe et exotique.

Histoire de la source

IGR J16318-4848 est une binaire de grande masse que l'on connaît maintenant depuis plus de 15 ans. C'est la première source à être détectée par le satellite *INTEGRAL* ([Courvoisier et al. 2003](#)), et il est alors nécessaire de créer une nouvelle catégorie pour la classer.

D'une part, sa variabilité à haute énergie se mesure sur une échelle de temps inférieure à une heure, avec des sursauts espacés d'une dizaine d'heure entrecoupés de périodes d'inactivité pouvant s'étendre à plusieurs jours. Ce comportement suggère que IGR J16318-4848 est alimentée par un objet compact accrétenant le vent stellaire d'une étoile compagnon ([Revnivtsev et al. 2003](#)). D'autre part, son rayonnement est fortement absorbé. La densité de colonne d'hydrogène mesurée en X est estimée à environ $N_H \sim 2 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$, ce qui est mille fois supérieur à la moyenne

galactique ([Matt & Guainazzi 2003](#); [Walter et al. 2003](#)).

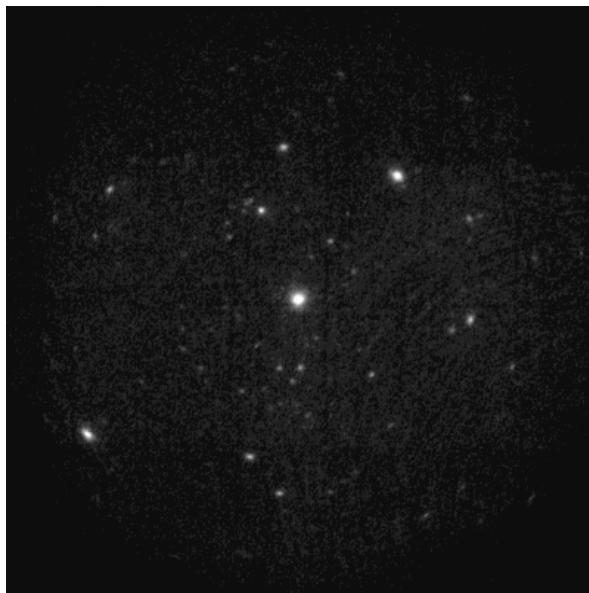


FIGURE 8.4 – Champ de vue XMM/EPIC autour d'IGR J16318-4848. La source est centrée sur l'image.

Ces caractéristiques indiquent qu'IGR J16318-4848 est probablement une binaire de grande masse avec un compagnon supergéant massif, qui cède de sa matière via un vent stellaire intense venant s'accréter sur un objet compact.

Des observations en optique/infrarouge ont lieu peu après sa découverte ([Filliatre & Chaty 2004](#)) et révèlent que bien que l'absorption soit très prononcée, elle est cent fois moins importante dans le domaine visible que dans les X. Ainsi, il est possible que le site d'émission à haute énergie (l'objet compact et son environnement) soit entouré d'une accumulation de matériel rendant la zone opaque, et que ce soit l'étoile centrale qui participe majoritairement au rayonnement optique. Certaines raies spectrales montrent un profil particulier en P-Cygne qui témoigne d'un milieu absorbeur en expansion vers l'observateur – le vent stellaire de l'étoile centrale. Le spectre d'IGR J16318-4848 présente aussi des raies issues de transitions interdites du fer, qui nécessitent des conditions physiques bien particulières qui ne sont pas habituellement rencontrées au voisinage d'une étoile aussi lumineuse.

Plus tard, d'autres observations en infrarouge montrent un excès d'émission dans ce domaine ([Kaplan et al. 2006](#); [Moon et al. 2007](#)) qui peut être attribué à l'émission de corps noir de matériel plus froid mais aussi de dimension bien plus importante, comme un disque circumstellaire pourrait le faire. En effet, [Ibarra et al. \(2007\)](#) suggère que le matériel qui s'organise autour de l'étoile n'est pas homogène, et se répartirait plutôt dans un plan équatorial, qui de notre point de vue serait présenté quasiment par la tranche, expliquant alors l'absorption massive que subi le rayonnement d'IGR J16318-4848.

La dernière étude spectrale de cette binaire est publiée par [Chaty & Rahoui \(2012\)](#). Il y est suggéré de faire un parallèle avec les étoiles de type Herbig Ae/Be, ces étoiles qui comportent justement un disque équatorial, et dont le rebord interne est irradié par l'étoile et chauffe assez pour devenir une source non-négligeable de rayonnement en plus d'agir comme bouclier qui protège le reste du disque du rayonnement de l'astre central. [Dullemond et al. \(2001\)](#) présente justement un modèle qui donne la géométrie du milieu circumstellaire dans ce genre de sources (fig. 8.5), et [Lachaume et al. \(2007\)](#) applique ce modèle sur l'étoile B[e] Hen 3-1191 en faisant l'hypothèse simplificatrice que le matériel s'organise uniquement dans un plan équatorial, en 2 dimensions.

Récemment, [Iyer & Paul \(2017\)](#) confirment la présence d'un signal périodique à haute énergie qui avait d'abord été suggéré par [Jain et al. \(2009\)](#). Avec des données du satellite *Swift* s'étalant sur 10 ans, les auteurs dérivent une période de 80.09 jours et l'attribuent à la période orbitale du système binaire. La courbe de lumière obtenue en repliant les données sur une période montrent

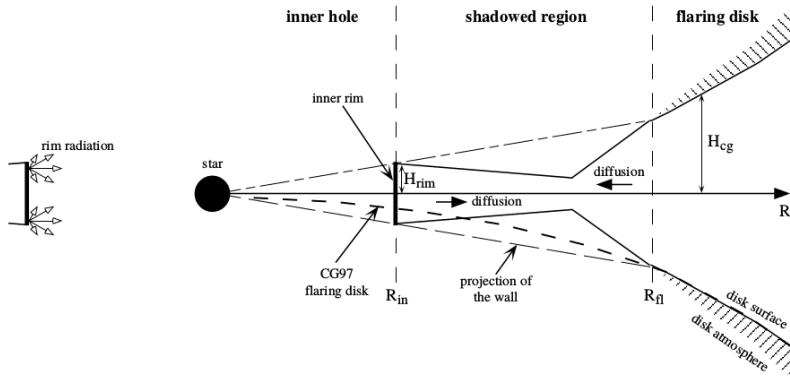


FIGURE 8.5 – Géométrie proposée pour un disque circumstellaire irradié. Source : présenté dans [Dullemond et al. \(2001\)](#).

la présence de deux pics distincts d'activité (fig. 8.6), les sursauts de la binaire arrivant préférentiellement pendant le pic principal. Les auteurs montrent aussi une corrélation entre l'intensité d'un sursaut et la période d'inactivité qui suit. Ce comportement est plutôt caractéristique de systèmes alimentés par un disque d'accrétion, qui une fois déplété lors d'un sursaut important met du temps à se reformer.

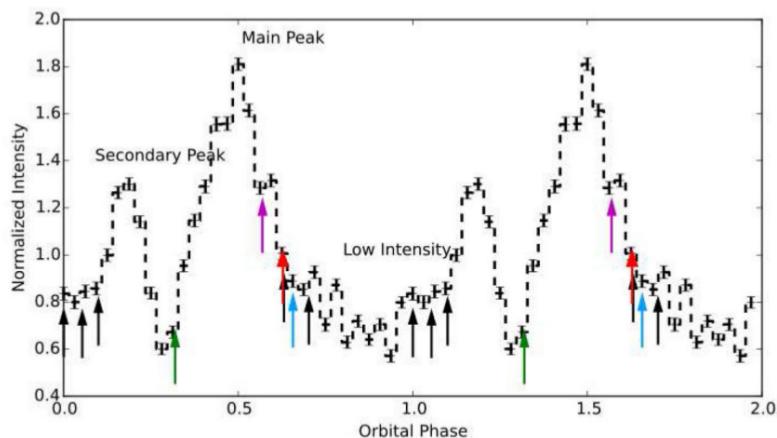


FIGURE 8.6 – Courbe de lumière de IGR J16318-4848 issue des données *Swift*. Deux phases sont représentées, et on y distingue deux pics récurrents d'activité. Source : présenté dans [Iyer & Paul \(2017\)](#).

Motivations et présentation de l'étude

Ainsi, IGR J16318-4848 est une source complexe et encore mal comprise. L'absorption importante est à la fois une conséquence de sa géométrie, qu'il faudrait expliquer, mais aussi un frein observationnel majeur, car même un télescope de 8 m est tout juste suffisant pour acquérir un spectre optique dans un temps raisonnable. L'intérêt d'étudier cette source est pourtant double. D'une part, les binaires sgB[e] obscurcies sont des objets rares, et les chemins théoriques qui mènent à la formation de tels systèmes restent encore à trouver ; leur avenir est tout autant incertain. D'autre part, étudier cette source pourrait aussi permettre d'apporter des réponses sur comment s'organise l'environnement local des étoiles massives. En effet, d'autres étoiles massives (pas forcément en couple) présentent des caractéristiques similaires, notamment par la présence de matériel circumstellaire (par exemple les étoiles en formation de Herbig Ae/Be).

Dans cette partie, on va donc tenter d'apporter plus de précisions sur l'environnement d'IGR J16318-4848. À la base, ce sont des observations spectroscopiques réalisées en 2012 en optique/infrarouge

qui ont motivé cette étude : à elles-seules, ces données auraient pu justifier d'une publication. Mais il nous a été possible de rassembler des observations antérieures, à d'autre longueurs d'ondes, pour produire une analyse encore plus poussée. Finalement, il a même été possible de collaborer avec A. Sanders de l'Observatoire d'Armagh pour ajouter à ce projet une composante de modélisation qui permet d'avoir une autre approche, complémentaire.

On commencera par présenter toutes les données observationnelles qui constituent la base de cette étude au chapitre 9. Ensuite, on passera en revue toutes les informations que nous avons pu dériver à partir du spectre optique/infrarouge d'IGR J16318-4848 au chapitre 10. La distribution spectrale large bande de la source sera modélisée et ajustée au chapitre 11, tandis que la modélisation d'atmosphère et de vent stellaire sera présentée au chapitre 12. On conclura enfin en résumant les informations clés obtenues dans cette étude, et on fera état des questions qui restent en suspens sur cette source.

Chapitre 9

Données observationnelles en optique, infrarouge proche et moyen

9.1 Spectroscopie visible/infrarouge : VLT/X-Shooter

C'est justement avec des données provenant du *Very Large Telescope* que nous avons tenté de révéler les raisons de cette complexité. Les observations d'IGR J16318-4848 ont eu lieu en juillet 2012 (P.I. Chaty) au site de Paranal à l'ESO, suivant le programme ID 089.D-0056(A). L'instrument utilisé, X-Shooter, était monté au foyer Cassegrain de la deuxième unité du VLT.

9.1.1 VLT/X-Shooter : caractéristiques de l'instrument, acquisitions

Ce spectrographe se compose de trois bras (UVB, VIS et NIR) qui se partagent le spectre des ultraviolets à l'infrarouge sur trois détecteurs différents. Chaque bras disperse le rayonnement sur plusieurs ordres, qui apparaissent les uns au-dessus des autres sur le détecteur (voir figure 9.1). C'est le principe de la spectrographie Echelle, qui permet d'obtenir des spectres avec une très grande dispersion spectrale sur un détecteur de taille réduite, pour le coût d'une réduction de données plus complexe qu'un spectrographe classique.

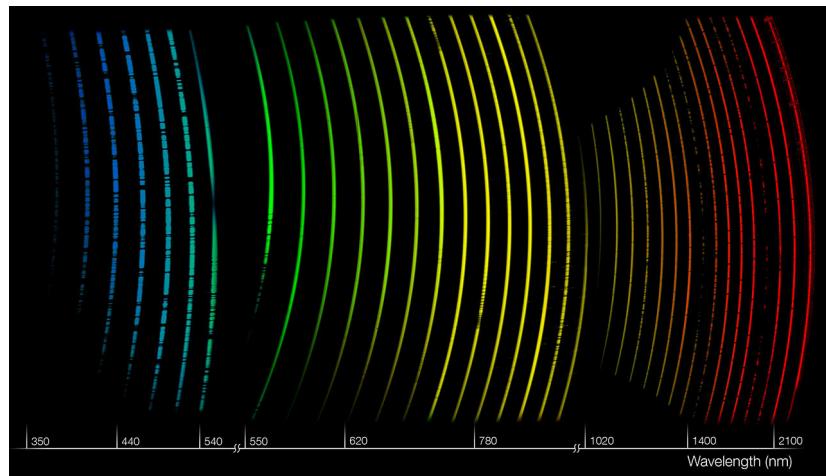


FIGURE 9.1 – Illustration d'un spectre produit par X-Shooter. Ce spectre est issu d'un quasar distant. Il montre la capacité de l'instrument à explorer une large gamme de longueur d'onde, et ce avec une très bonne résolution. Le spectre issu du bras UVB est en bleue, celui du bras VIS en vert/jaune et celui du bras NIR en jaune/rouge. *Source : ESO.*

Le bras UVB

Il est équipé d'une fente de $0.5'' \times 11''$ afin d'isoler notre cible des autres sources dans le ciel. Cela lui confère une résolution spectrale $R_{\text{UVB}}=9700$ (ou 31 km s^{-1}). Sa gamme de fonctionnement s'étend de 300 à 560 nm, et la dispersion spectrale est telle que l'on obtient un échantillonnage final de 0.02 nm px^{-1} . Parce que l'on sait au préalable que la source est très absorbée, la bonne stratégie d'observation consiste à prendre des poses unitaires plus longues pour minimiser l'impact du bruit de lecture. Ainsi, quatre poses de 300 s chacunes ont été réalisées. Dans cette gamme de longueur d'onde, l'utilisation du *nodding* n'est pas mandatoire, car l'émission du fond de ciel

est très faible ; cependant toutes les acquisitions ont quand même suivi cette procédure car elle est nécessaire en infrarouge proche.

Le bras VIS

Il est équipé d'une fente de $0.7'' \times 11''$, légèrement plus large que pour le bras UVB. Cependant, le système dispersant étant différent pour chaque bras, il s'avère que le bras VIS dans cette configuration atteint une résolution spectrale légèrement supérieure que le bras UVB, avec $R_{\text{VIS}}=11400$ (ou 26 km s^{-1}). Il fonctionne dans la plage 530–1020 nm et permet d'obtenir des spectres échantillonnés à 0.02 nm px^{-1} . De la même manière que pour le bras UVB, quatre acquisitions de 300 s chacune ont été réalisées.

Le bras NIR

Ce bras possède une fente de $0.6'' \times 11''$ ce qui lui confère une résolution spectrale $R_{\text{NIR}}=8100$ (ou 37 km s^{-1}). Sa gamme spectrale va de 994 à 2580 nm et produit des spectres échantillonnés à 0.06 nm px^{-1} . À la différence des deux autres bras, on sait que IGR J16318-4848 devient rapidement très brillante en infrarouge proche, allant jusqu'à une magnitude 7.2 en bande K. Ainsi, il n'est ni nécessaire ni possible d'effectuer des poses aussi longues qu'en VIS ou UVB. Les acquisitions consistent donc en vingt intégrations de 10 s. Le *nodding* est ici crucial car l'émission de fond de ciel devient prépondérante et cette technique permet de la retrancher efficacement lors de la réduction des données.

9.1.2 Réduction des données X-Shooter

Il existe un pipeline dédié pour l'instrument X-Shooter développé par l'ESO, qui s'utilise notamment avec le logiciel EsoReflex (voir l'interface en figure 9.2). Le pipeline peut aussi bien être utilisé pour réaliser des réductions à la chaîne que de manière interactive. En effet, les diverses procédures de la réduction ont été faites pour donner des résultats satisfaisants dans la majorité des cas (source assez brillante, météo favorable...). Cependant il peut arriver que la réduction automatisée ne donne pas des résultats exploitables. Dans ce cas, il faut donc passer manuellement en revue chaque étape pour réajuster certains paramètres au cours de la procédure.

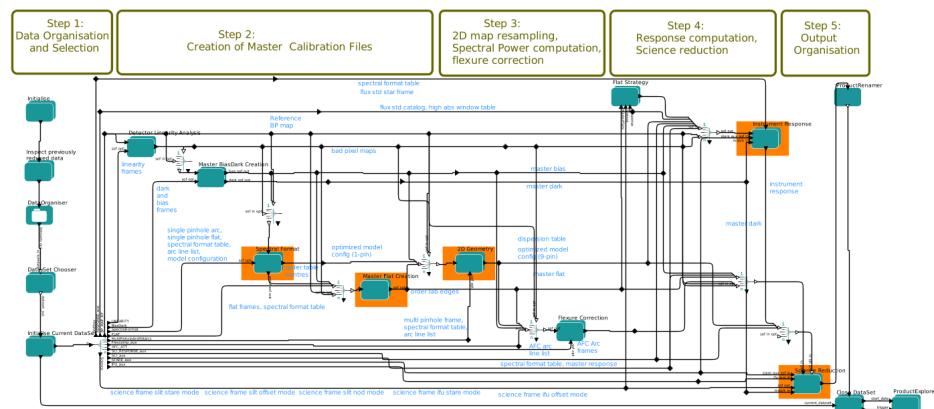


FIGURE 9.2 – Diagramme fonctionnel du pipeline X-Shooter sur EsoReflex.

X-Shooter étant un spectromètre échelle, la réduction doit passer par plusieurs étapes d'identification et d'extraction des différents ordres. Un premier passage est réalisé à partir d'un spectre acquis sur une lampe à arc derrière une fente constituée d'un simple trou (*pinhole*, fig. 9.3a). Cela permet de détecter l'allure générale des ordres et de trouver une solution approximative en longueur d'onde. Le centre de chaque ordre est ajusté par une fonction polynomiale. Ensuite, une image prise sur une lampe à plage de lumière uniforme devant une fente classique est utilisée pour détecter et ajuster les bords de chaque ordre, ainsi que pour corriger la réponse à grande

échelle du détecteur. Une dernière image de calibration, acquise encore une fois sur une lampe à arc mais avec une fente composée de 9 trous (fig. 9.3b), permet d'affiner la calibration en longueur d'onde et de corriger la dépendance de la courbure du spectre avec la position dans la fente.

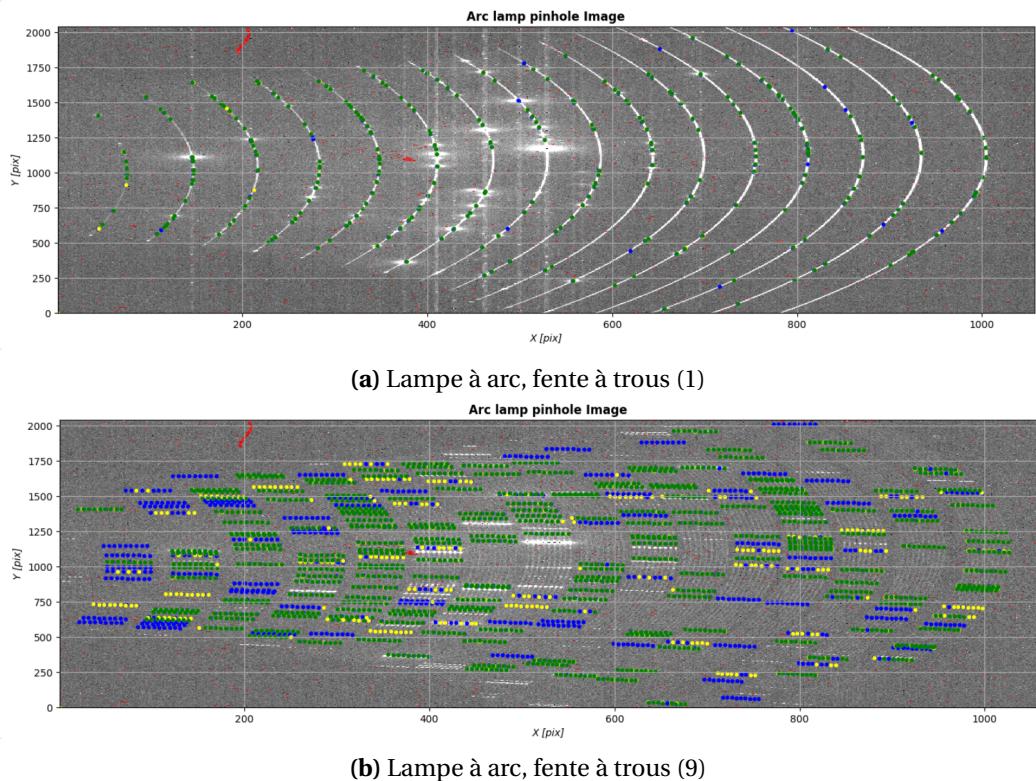


FIGURE 9.3 – Images de calibration pour la solution en longueur d'onde et la dépendance spatiale des spectres.

Une fois toutes les solutions spatiales et spectrales trouvées, le pipeline effectue la réduction du spectre d'une étoile standard, idéalement acquis pendant les observations de la cible d'intérêt. Les raies du spectre sont automatiquement ajustées et retranchées, ainsi que sa distribution spectrale d'énergie (prise soit dans une banque de données de spectres standards, soit ajustée par un corps noir). Cet opération vise à déterminer précisément la réponse spectrale du détecteur et à apporter une calibration en flux physique.

Enfin, il est possible de réduire le spectre de la cible d'intérêt en réappliquant les solutions spatiales et spectrales pour extraire un spectre 1D à partir de l'image 2D et d'obtenir un spectre calibré en flux et en longueur d'onde de la source. On montre en figure 9.4 cette dernière opération, qui extrait le spectre 2D (panel bas) qui est une composition des acquisitions en *nodding* avec les deux spectres en négatif issus de chacune des positions de *nod* et le spectre en positif qui est l'addition des deux autres.

Le pipeline produit un spectre extrait brut et un calibré en flux. On voit sur le deuxième panneau de la figure 9.4 que le signal du spectre calibré chute rapidement après $2.2 \mu\text{m}$. C'est un artefact de calibration, causé par une mauvaise estimation de la réponse spectrale à partir du spectre de l'étoile standard. Dans le cas d'IGR J16318-4848, le pipeline n'est pas capable de donner une calibration satisfaisante de manière automatique. Ainsi, nous avons procédé à une calibration en flux manuelle.

9.1.3 Calibration additionnelle en flux

Comme on vient de le voir, le pipeline de réduction dédié à l'instrument X-Shooter permet de réduire, en même temps que les données de la cible d'intérêt, des acquisitions sur une étoile standard brillante. Le spectre est automatiquement ajusté par un modèle choisi dans une table de

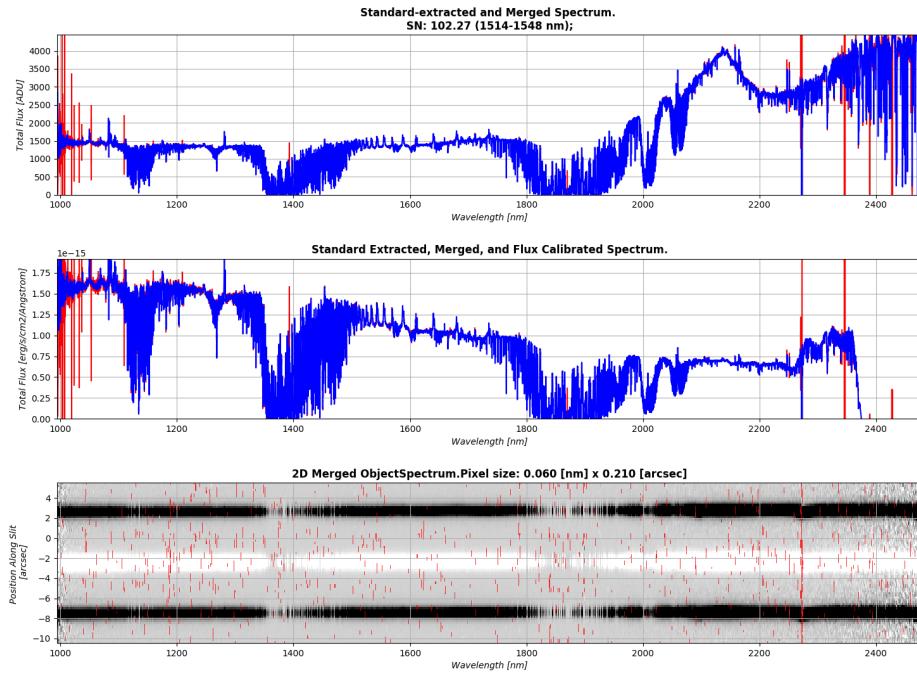


FIGURE 9.4 – Extraction du spectre X-Shooter avec EsoReflex. En haut, le spectre 1D brut. Au milieu, le spectre 1D calibré en flux. En bas, le spectre 2D résultat de la procédure de *nodding*.

spectres stellaires, ce qui permet de trouver la courbe de réponse spectrale de l'instrument, qui permet non-seulement de corriger l'allure des spectres mais aussi de calibrer de manière absolue leur flux en unité physique.

Cependant, il n'est pas garanti que cette opération se déroule parfaitement à chaque fois. Dans notre cas, la réponse spectrale, notamment au bord du détecteur infrarouge (NIR) n'est pas bien ajustée et la calibration absolue en flux se retrouve altérée. Cela entraîne notamment une discontinuité en flux entre le spectre issu du détecteur NIR et celui du détecteur VIS, ainsi que la présence d'artéfacts qui détruisent l'allure du continuum après $2.2 \mu\text{m}$.

Puisque la réduction automatique ne donne pas de résultats satisfaisants, nous avons réalisé manuellement les opérations qui posent problème. D'abord, nous avons extrait indépendamment le spectre brut de l'étoile standard (HD 145412), dont le signal peut se mettre sous la forme :

$$S_v(v) = R_v \times \left(F_{feat} + \left(\frac{R_*}{D_*} \right)^2 B_v(v, T) \right) \times A_v^* \times A_v^{atm} \quad (9.1)$$

où R_v est la réponse spectrale que l'on cherche à isoler. Le spectre physique de l'étoile est porté par son continuum, considéré comme un corps noir qui suit la loi de Planck $B_v(v, T)$ à laquelle s'additionnent des raies (en absorption dans notre cas) données par F_{feat} . Le spectre est rougi par l'absorption interstellaire A_v^* et altéré par l'absorption tellurique A_v^{atm} .

Le dérougissement se fait en calculant la courbe de transmission interstellaire grâce aux équations données dans Cardelli et al. (1989) pour le domaine visible/infrarouge. Pour l'étoile standard HD 1455412, nous avons utilisé les valeurs suivantes pour le calcul de l'absorption : $A_V=0.77$ et $R_V=3.208$ (Morales Durán et al. 2006).

La correction de l'absorption tellurique a été réalisée via Molecfit, comme pour tous les spectres que nous traitons en visible/infrarouge.

Les raies présentes dans le spectre sont issues de l'hydrogène. Nous les avons soustraites en les ajustant individuellement par des fonctions Lorentziennes superposées au continuum local, estimé par une droite de part et d'autre des raies.

Enfin, pour estimer le continuum restant, nous avons ajusté les données photométriques présentes dans la littérature par une émission de corps noir. Connaissant la distance à la source grâce

à la parallaxe donnée dans Gaia DR2 ($\pi = 5.54$ mas, soit $D=180.8$ pc), l'ajustement converge vers une étoile de rayon $6.1 \pm 0.1 R_{\odot}$ et de température $T_{eff}=8615 \pm 133$ K.

En divisant le continuum du corps noir associé, nous avons donc obtenu la courbe de réponse spectrale, dont l'unité s'exprime en $ADU s^{-1} Jy^{-1}$. Cette opération a été répétée pour chaque bras (UVB, VIS et NIR) de l'instrument X-Shooter. On peut alors se servir de cette courbe pour corriger et calibrer les spectres acquis sur notre source d'intérêt, IGR J16318-4848.

9.2 Spectroscopie infrarouges moyens : Spitzer

En 2005, IGR J16318-4848 a été observée avec le satellite *Spitzer* en infrarouges moyens. Cet observatoire spatial de la NASA possède un miroir de 85 cm de diamètre avec trois instruments différents à son foyer. L'un d'entre eux, IRS, est un spectrographe en infrarouges moyens, dont les données déjà réduites sont disponibles dans les archives NASA/IPAC (IRSA, pour *Infrared Science Archive*). Plusieurs spectres ont été acquis avec cet instrument dans des bandes différentes entre 5 et 40 μm (fig 9.5). La résolution spectrale d'IRS va de 60 à 600 selon le mode d'acquisition, ce qui est au mieux dix fois moins résolu que les spectres X-Shooter. Parce que l'analyse des raies spectrales a déjà été menée sur ces données (notamment dans [Moon et al. 2007](#)), nous ne nous focaliserons que sur l'aspect distribution spectrale d'énergie, car ces données permettent d'étendre considérablement la gamme spectrale disponible.

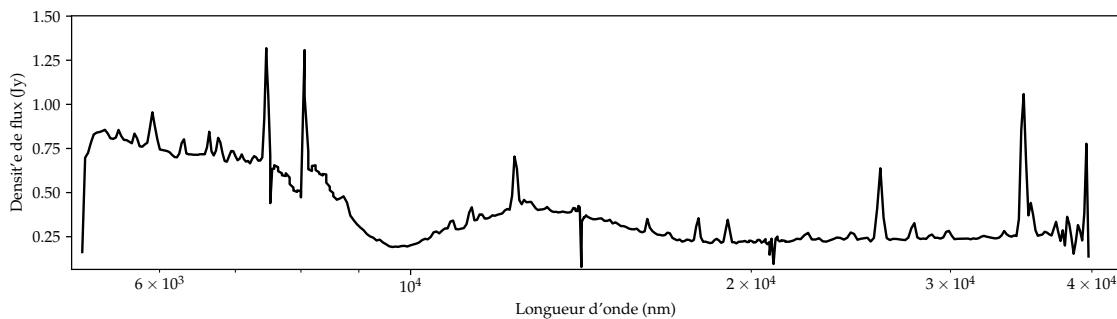


FIGURE 9.5 – Spectre Spitzer/IRS de IGR J16318-4848. Source : NASA/IPAC IRS

9.3 Photométrie infrarouges lointains : Herschel

Herschel est un observatoire spatial de l'ESA dont la mission a pris fin en 2013. Il est équipé d'un miroir primaire de 3.5 m de diamètre ainsi que de trois instruments qui permettent des observations spectrophotométriques des infrarouges moyens au sub-millimétrique. Nous avons utilisé les données photométriques publiées dans [Chaty et al. \(2012\)](#), qui ont été extraites d'acquisitions provenant de l'instrument PACS suivant le programme ID OT1_schaty_1 (P.I. Chaty). La photométrie a été réalisée dans deux bandes différentes, centrées à 70 μm (voir fig. 9.6) et 100 μm . Les densités de flux extraites de ces images donnent $F_{70\mu m} = 140 \pm 14$ mJy et $F_{100\mu m} = 122 \pm 39$ mJy.

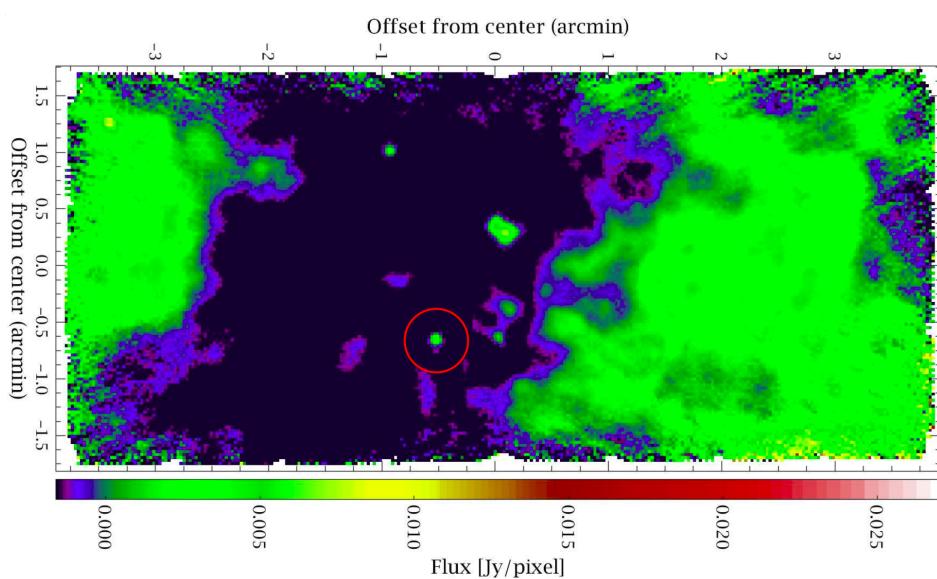


FIGURE 9.6 – Champ de vue *Herschel*/PACS dans la région d'IGR J16318-4848 à 70 µm. IGR J16318-4848 est entourée en rouge. *Source : Herschel Science Archive, ESA*

Chapitre 10

Un environnement complexe révélé par la spectroscopie d'X-Shooter

10.1 Abondance relative entre hydrogène et hélium

Il est possible d'estimer le rapport d'abondance hydrogène/hélium à partir de l'intensité des raies He I $\lambda 1.7 \mu\text{m}$, $\lambda 1.2 \mu\text{m}$ et de la raie Br γ de l'hydrogène. On utilise la méthode présentée dans [Allen et al. \(1985\)](#) qui permet notamment de dériver une limite basse sur ce rapport, car ces raies de recombinaison sondent uniquement la quantité de H $^+$ et de He $^+$, et non celle des atomes/molécules neutres correspondantes. En travaillant avec une absorption $A_V = 18.3$, on trouve que les rapports d'intensité valents He I $\lambda 1.7/\text{Br}\gamma = 0.25 \pm 0.06$ et He I $\lambda 1.2/\text{Br}\gamma = 0.30 \pm 0.06$. Les deux mesures sont compatibles entre-elles, et indiquent que l'on sonde un environnement évolué, où l'abondance relative d'hélium est au moins 3.7 fois supérieure à celle du Soleil.

10.2 Bandes interstellaires diffuses

Dans notre spectre d'IGR J16318-4848, la totalité des raies associées à des éléments chimiques spécifiques ont un profil en émission (bien que certaines d'entre-elles présentent des particularités, voir les sections [10.3](#), [10.4](#) et [10.5](#)). Nous avons identifié quelques transitions avec un profil purement en absorption, cependant il nous est impossible de leur attribuer un élément spécifique : ces transitions appartiennent en effet à la catégorie des bandes interstellaires diffuses (ou DIBs, pour *Diffuse Interstellar Bands*).

L'origine exacte des DIBs est en effet encore sujette à débat, car elles viennent probablement d'espèces complexes telles que les fullerènes, ces assemblages carbonés constitués de plus de 50 atomes de carbone qui forment une sorte de balle. La diversité de ces espèces est encore mal cernée, de même que leur impact sur la formation des DIBs. On sait cependant une chose à propos des DIBs : les composés qui en sont à l'origine sont présents dans le milieu interstellaire et dans des régions proches d'étoiles chaudes, à condition d'être protégés d'une manière ou d'une autre de leur rayonnement, par exemple dans les étoiles de type Herbig Ae/Be. Plus la ligne de visée traverse une grande portion de milieu interstellaire, plus les DIBs sont profondes. Elles permettent donc de sonder la quantité de matière dans la ligne de visée, et par extension d'évaluer l'extinction d'une source située en arrière-plan.

Ainsi, [Cox et al. \(2014\)](#) présentent une étude qui cherche à trouver une corrélation entre la profondeur (ou plus spécifiquement la largeur équivalente) des DIBs avec l'extinction. Pour cela, les auteurs utilisent des spectres X-Shooter provenant de sources dont on connaît déjà l'extinction, mesurée par d'autres méthodes (ajustement de distribution spectrale d'énergie par exemple).

TABLEAU 10.1 – Liste des bandes interstellaires diffuses identifiées dans le spectre d'IGR J16318-4848.

Cox et al. (2014)		IGR J16318-4848	
λ_{DIB} (nm)	λ_{fit} (nm)	FWHM (nm)	EQW (nm)
1069.7	1069.687	0.738	0.13
1078.0	1077.899	0.375	0.07
1179.7	1179.560	0.500	0.09
1317.5	1317.385	0.664	0.24
1780.3	1779.843	1.120	0.07

Nous avons recensé les DIBs identifiées dans le spectre d'IGR J16318-4848 dans le tableau 10.1. Il faut noter que le profil exact des DIBs est très complexe, et il n'existe pas de modèles spécifiques pour les ajuster à ce jour, notamment parce que leur origine est mal connue. Ainsi, la longueur d'onde que l'on présente dans ce tableau correspond au centroïde d'une gaussienne ajustée aux DIBs, et ne sert donc que de référence pour avoir la position approximative de la transition dans le spectre. Il en est de même pour la largeur à mi-hauteur (FWHM), qui est donnée à titre indicatif. Ici, c'est en effet la largeur équivalente qui nous intéresse : dans ce cas particulier, cette largeur équivalente a été calculée en sommant directement les données. On donne d'habitude plutôt la largeur équivalente intégrée formellement à partir du modèle ajusté (gaussienne, lorentzienne...), ce qui n'est pas possible dans le cas des DIBs.

Dans Cox et al. (2014) sont notamment présentées des corrélations linéaires sur deux DIBs qui sont parmi celles identifiées dans le spectre d'IGR J16318-4848, aux longueurs d'onde $\lambda 1.180 \mu\text{m}$ et $\lambda 1.317 \mu\text{m}$. Cependant, les mesures disponibles dans cet article couvrent une gamme d'extinction qui s'arrête à $E[B-V] \sim 3.5$, ce qui correspond à un coefficient en magnitude visuelle de $A_V \sim 10.9$. Or, les estimations de l'extinction pour IGR J16318-4848 s'accordent sur une valeur supérieure à $A_V \geq 17$ Filliatre & Chaty (2004), avec une valeur déterminée à $A_V = 18.3$ dans Chaty & Rahoui (2012).

TABLEAU 10.2 – Coefficients de la corrélation $\text{EQW} = a \times E(B-V) + b$

Transition	a	b(mÅ)
$\lambda 1.180 \mu\text{m}$	70 ± 17	29 ± 19
$\lambda 1.317 \mu\text{m}$	311 ± 44	28 ± 50

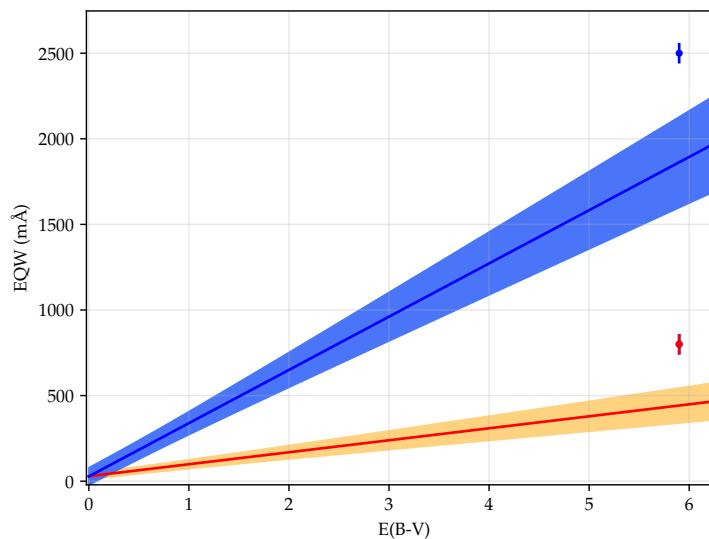


FIGURE 10.1 – Corrélation de la largeur équivalente des DIBs avec l'extinction. La corrélation de Cox et al. (2014) est illustrée en traits pleins et confrontée à nos mesures (points). Rouge : $\lambda 1180$, bleu : $\lambda 1317$.

On présente en figure 10.1 les corrélations linéaires de Cox et al. (2014) avec leurs plages d'incertitudes, additionnées de nos points de mesures pour les deux DIBs mentionnées plus tôt. Les corrélations sont de types $\text{EQW} = a \times E(B-V) + b$, dont les coefficients sont reportés en table 10.2. D'après les corrélations reportées, nos mesures de largeur équivalente de DIBs donneraient une extinction $A_V = 38.6 \pm 2.2$ pour la transition à $\lambda 1.180 \mu\text{m}$ et $A_V = 23.6 \pm 5.6$ magnitudes pour celle à $\lambda 1.317 \mu\text{m}$. Bien que cette dernière valeur soit compatible avec l'extinction attendue, elle est très mal contrainte. L'estimation à $\lambda 1.180 \mu\text{m}$ est quand à elle très élevée et semble irréaliste.

On conclut que ces résultats ne nous permettent pas de trouver une estimation plus fine de l'extinction dans IGR J16318-4848. On peut seulement conclure que la corrélation apportée par Cox et al. (2014) n'est vraisemblablement plus valide pour les plus grandes extinctions, ce qui reste raisonnable car l'extrapolation se fait sur une valeur d'extinction à priori deux fois plus élevée que le dernier point de mesure utilisé pour la corrélation.

10.3 Profils P-Cygni

10.3.1 Description

Toutes les raies associées à l'hydrogène et à l'hélium ont un profil en émission systématiquement associé à une dépression décalée vers le bleu. C'est particulièrement visible sur les raies intenses et isolées telles que la transition Br γ à 2.16 μm de l'hydrogène (voir figure 10.2) et celle de l'hélium à 2.06 μm , bien que cette dernière soit située dans une zone de forte absorption tellurique polluée par des artéfacts issus de la correction atmosphérique.

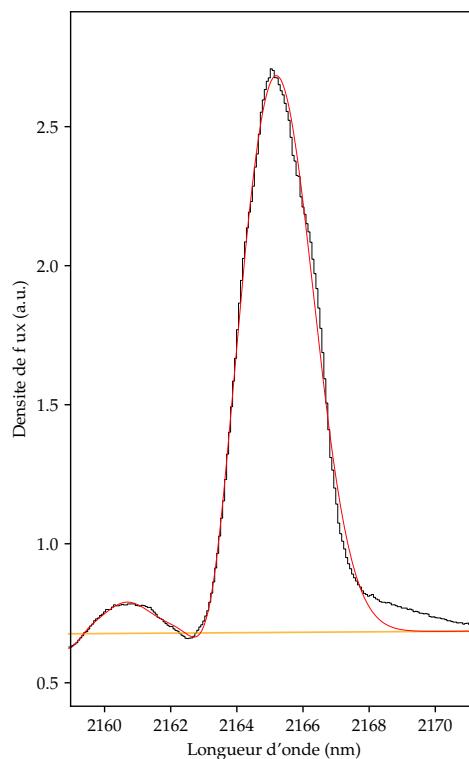


FIGURE 10.2 – Profil de la transition Br γ . En orange, l'ajustement du continuum. En rouge, l'ajustement gaussien de la raie en émission. La partie après 2168 nm qui n'est pas ajustée est associée à une raie d'hélium.

10.3.2 Origine physique

Comme brièvement détaillé dans la partie introductive (4.2.4), ces profils sont caractéristiques d'un milieu en expansion, éclairé "de l'intérieur". La raie en émission se forme au niveau de la source interne, et la transition est absorbée le long de la ligne de visée quand elle traverse le milieu en expansion. Sa vitesse relative par rapport à l'émetteur de la raie permet d'obtenir un profil qui comporte à la fois une émission et une absorption, avec un décalage spectral entre les centroïdes qui correspond à la vitesse d'expansion du milieu absorbant.

10.3.3 Modélisation

Le profil en absorption théorique présente une discontinuité soudaine dans la partie bleu, qui témoigne de la vitesse limite v_∞ qu'atteind le milieu en expansion. Cependant les raies du spectre X-Shooter qui présentent un profil en P-Cygni ne sont pas reproductibles avec le modèle théorique : la discontinuité semble en effet lissée (voir figure 10.2). On choisit donc de modéliser le profil d'absorption avec une fonction gaussienne, de la même manière que l'on ajuste la partie en émission.

Dans ce modèle, la vitesse limite v_∞ est donc déterminée par le décalage relatif en longueur d'onde entre les centroïdes des raies en émission λ_{em} et en absorption λ_{abs} , en prenant la raie en émission comme référence (eq. 10.1).

$$v_\infty = c \left(\frac{\lambda_{abs}}{\lambda_{em}} - 1 \right) \quad (10.1)$$

10.3.4 Résultats

Sur les 39 raies d'hydrogène que l'on a identifié, nous pouvons reproduire un profil P-Cygni et ajuster une vitesse limite sur 20 d'entre-elles. On note que seules les transitions issues des séries de Balmer, Paschen et Brackett présentent un profil P-Cygni : les transitions de la série de Pfund ne montrent aucun profil particulier.

Pour l'hélium, 11 des 12 transitions identifiées sont reproductibles avec ce profil. La transition manquante ($\lambda 1.25 \mu\text{m}$) est trop polluée par d'autres raies proches pour pouvoir reconstruire son profil.

La vitesse limite moyenne obtenue à partir des raies d'hydrogène est $v_\infty(\text{H}) = 264.8 \pm 4.3 \text{ km s}^{-1}$, tandis qu'elle est de $v_\infty(\text{He}) = 164 \pm 19 \text{ km s}^{-1}$ pour l'hélium. On voit donc une différence notable entre les deux valeurs, qui peut avoir plusieurs causes. D'une part, certaines raies d'hydrogène (les moins bruitées) semblent présenter un profil en émission qui peut être reproduit par un modèle plus complexe qu'une simple gaussienne, ce qui peut altérer notre présente estimation. D'autre part, il se peut que les raies d'hydrogène et d'hélium ne proviennent pas du même endroit au sein de la binaire. Enfin, le milieu en expansion est très probablement associé à un vent stellaire qui est accéléré par un rayonnement ultraviolet provenant de l'étoile centrale. L'hydrogène et l'hélium ont des masses et des sections efficaces différentes, il n'est donc pas impossible que les différentes espèces emportent une quantité d'impulsion très différente et atteignent une vitesse limite elle aussi différente. On pourrait calculer l'impulsion emportée par chacune des espèces ; cependant il faudrait connaître parfaitement la distribution spectrale de la source de rayonnement, et procéder à un calcul complexe de transfert de rayonnement dans un milieu que l'on connaît mal. Devant toutes les sources d'incertitudes de cette méthode et devant les autres causes possibles quant à cette différence, tenter d'expliquer la vitesse limite de chacune des deux espèces de cette manière n'apportera pas de contraintes supplémentaires tout en demandant un investissement conséquent de temps.

10.4 Profils en plateau

10.4.1 Description

Certaines raies possèdent un profil en émission remarquable, avec un pic qui semble tronqué (figure 10.3). Cela aurait très bien pu être un problème lié à la saturation du détecteur, cependant le flux de ces raies est bien en dessous de la limite de saturation, et il existe d'autres raies bien plus intenses dans le spectre. Grâce aux précédentes études en visible/infrarouge, il a été aisément d'identifier l'élément responsable de ces raies particulières, qui sont dues uniquement à des transitions du fer ionisé une fois (Fe II). La majorité des raies sont des transitions permises, mais trois ont été identifiées comme étant des transitions interdites.

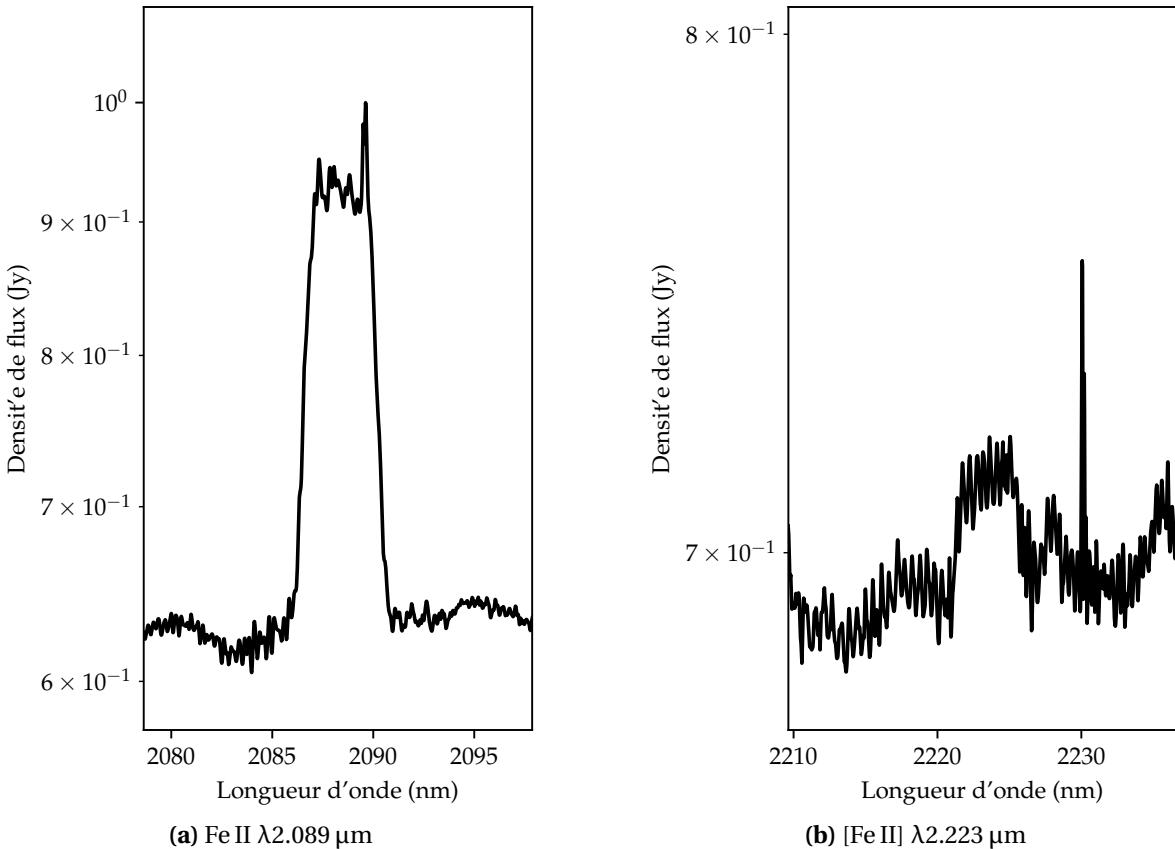


FIGURE 10.3 – Exemple de deux raies du fer en plateau. Données issues du spectre NIR d'X-Shooter.

10.4.2 Origine physique

Il existe plusieurs mécanismes physiques qui peuvent former des raies en plateau, mais tous nécessitent un milieu dynamique en expansion sphérique. Ces mécanismes sont notamment présentés dans [Bertout & Magnan \(1987\)](#). Dans tous les cas, le milieu est animé de mouvements turbulents avec une vitesse typique v_{turb} en plus du mouvement macroscopique d'expansion à la vitesse v_{exp} .

Pour un milieu optiquement mince, il est possible de former des raies en plateau si la vitesse typique des mouvements turbulents est négligeable devant la vitesse d'expansion. Dans ce cas, la largeur du plateau sonde la vitesse d'expansion.

Pour un milieu optiquement épais, les mouvements turbulents doivent être plus rapide que la vitesse d'expansion pour former des raies en plateau. Ainsi, dans cet autre cas, la largeur du plateau sera proportionnelle à la vitesse typique de la turbulence.

Dans le spectre d'IGR J16318-4848, nous détectons 15 raies du fer qui présentent ce profil en plateau. Parmi elles, trois sont des transitions interdites : leur intensité est typiquement beaucoup plus faible que les transitions autorisées car leur probabilité de décroissance est elle-même très faible. Cependant, leur profil n'est pas différentiable des autres raies du fer. Cette information est cruciale, car les raies interdites gardent l'information sur leur milieu d'émission, leur faible probabilité les rend optiquement minces par nature. Ainsi, si les raies autorisées ont le même profil que les raies interdites, c'est que le milieu lui-même est optiquement mince.

On en déduit donc que dans IGR J16318-4848, il existe un milieu en expansion sphérique, optiquement mince et dont la turbulence est négligeable devant l'expansion macroscopique. On va donc tenter de remonter à la vitesse d'expansion de ce milieu en ajustant un modèle adapté au profil si particulier de ces raies.

10.4.3 Modélisation

Dans le cas le plus simple où le seul mouvement qui anime le milieu est son expansion sphérique, les raies en plateau ont un profil parfaitement rectangulaire, comme illustré en figure 10.4. Cependant, une inspection visuelle de nos raies tendent à indiquer qu'elles sont légèrement élargies. Cela peut être en partie causé par la largeur instrumentale, qui est de 31 km s^{-1} pour le détecteur UVB, 26 km s^{-1} pour le détecteur VIS et 37 km s^{-1} pour le détecteur NIR.

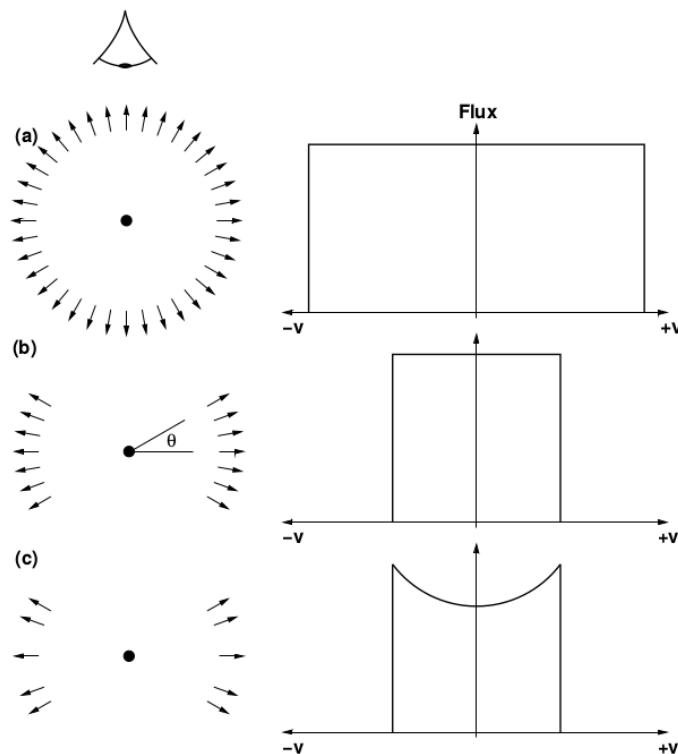


FIGURE 10.4 – Illustration de différents cas donnant des raies en plateau. Une répartition parfaitement sphérique (a) ou avec un défaut de matière aux pôles (b) donnent tous deux un profil rectangulaire, tandis qu'un défaut de matière dans le plan équatorial (c) entraîne une dépression centrale dans le profil. *Source : Issu de Hynes et al. (2002).*

Le modèle utilisé pour l'ajustement est donc un profil rectangulaire (fonction porte) avec une demi-largeur v_{exp} convoluée avec un noyau gaussien de demi-largeur à mi-hauteur v_g . L'ajustement du profil se fait ainsi sur quatre paramètres : le centre λ_{fit} du profil, l'amplitude maximale h du profil, v_{exp} et v_g . Comme pour tous les autres ajustements de profils spectraux, le continuum est estimé de part et d'autre de la raie et est ajusté localement par une fonction affine.

10.4.4 Résultats

On montre en figure 10.5 le résultat de l'ajustement du profil moyen des raies du fer pour les transitions permises. Cependant, les résultats présentés en table 10.3 sont une moyenne des ajustements réalisés individuellement sur chacune des raies.

Après ajustement, on voit que les valeurs trouvées pour les transitions interdites ne sont pas compatibles avec celles des transitions permises. On notera que les incertitudes données sont les écarts types de l'ensemble de valeurs ajustées pour chaque type de raie. Cependant, les raies interdites étant très faibles, les variations locales de continuum affectent beaucoup l'ajustement du profil. Leurs incertitudes plus faibles sont probablement fortuites, on préférera donc garder les valeurs dérivées sur les raies classiques du Fe II qui semblent plus réaliste.

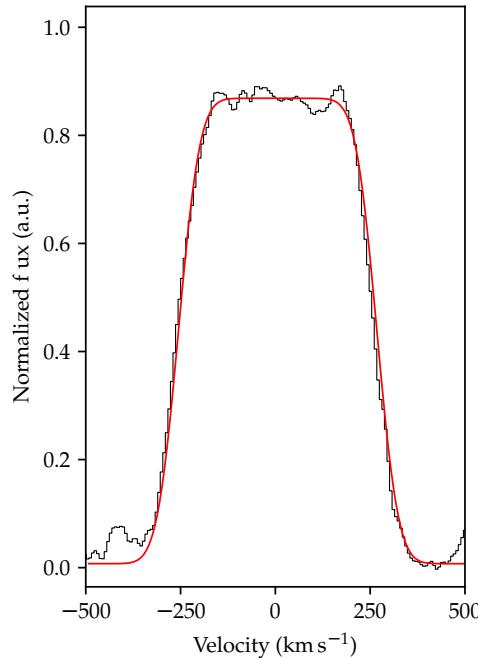


FIGURE 10.5 – Ajustement du profil moyen des raies du fer. Le spectre est en noir, et la fonction ajustée en rouge. Le profil est une convolution d'une fonction porte avec un noyau gaussien.

TABLEAU 10.3 – Résultats moyens des ajustements sur les raies du fer.

Raies	Vitesse héliocentrique (km s ⁻¹)	Vitesse d'expansion (km s ⁻¹)	Élargissement (km s ⁻¹)
Fe II	-75±7	250±20	81±22
[Fe II]	-46±6	285±6	43±6

10.5 Profils en double pics

10.5.1 Description

Deux raies associées à des transitions de recombinaison de l'hydrogène, $\text{Br}\gamma$ et $\text{H I} \lambda 1.28 \mu\text{m}$, possèdent un très bon rapport signal sur bruit grâce à leur intensité élevée et sont particulièrement bien isolées de toute autre raie qui pourrait polluer leur profil. C'est justement leur profil en émission qui nous amène à remettre en cause la validité de les modéliser par une simple fonction gaussienne, dont l'ajustement ne permet pas d'obtenir une valeur de χ_v inférieure à 60. L'absorption du profil P-Cygni qu'elles présentent ne permet pas d'expliquer les déviations significatives de l'émission par rapport au modèle gaussien. On a montré le résultat d'un ajustement simple en figure 10.2 sur la transition $\text{Br}\gamma$. Les déviations de part et d'autre du pic d'émission sont trop grandes pour être imputées au bruit ou bien à des éventuelles variations du continuum sous-jacent. Ainsi, il est possible que ces profils puissent être affectés par la géométrie du site au sein de la binaire qui est responsable de leur émission.

10.5.2 Origine physique

Dans Chaty & Rahoui (2012) est expliqué que le domaine infrarouge proche est probablement dominé par l'émission du rebord interne d'un disque circumstellaire (voir circumbinaire) qui est irradié et chauffé par l'étoile centrale. Il est donc bien possible que les raies discutées plus haut tiennent leur origine de cette région, qui est en orbite autour de l'étoile centrale. Cette région,

qui formerait une sorte de bande équatoriale, est donc à même d'imprégnier sa vitesse orbitale au rayonnement qu'elle émet, et ce par simple effet Doppler.

Ce genre de configuration tend à dédoubler les raies, avec un écartement proportionnel à la vitesse orbitale, qui de notre point de vue est modulée par l'angle sous lequel on observe la région. Ce genre de structures est notamment discuté dans [Maravelias et al. \(2018\)](#), où les auteurs résolvent le profil de raies qui sont formées dans des structures en anneau autour d'étoiles massives.

De ce fait, si l'on peut modéliser plus finement le profil de ces deux raies d'hydrogène, on pourra remonter à la projection de la vitesse orbitale du rebord interne du disque dans IGR J16318-4848.

10.5.3 Modélisation

On se propose d'utiliser une double gaussienne pour modéliser l'émission d'un anneau de matière qui représente le rebord interne du disque circumstellaire, dont la séparation ne peut pas dépasser la pleine largeur à mi-hauteur du profil des raies ajustées. L'amplitude des deux gaussiennes est laissée libre, et leur pleine largeur à mi-hauteur ne peut pas dépasser celle du profil total. Cette contrainte est assez légère pour laisser l'ajustement explorer toutes les possibilités, notamment pour des cas où les deux gaussiennes seraient significativement différentes à cause d'une assymétrie dans la source elle-même.

Le modèle prend aussi en compte la partie en absorption qui constitue le profil P-Cygni. La seule contrainte appliquée concerne la longueur d'onde centrale du profil, qui doit être plus faible que la partie bleue du profil en émission.

Il reste que le profil total des raies Bry et H I $\lambda 1.28 \mu\text{m}$ ne présente pas de dépression au milieu. Dans le cadre de notre modèle, c'est soit que les composantes du double pic sont assez larges pour se confondre, soit qu'il existe un autre terme d'émission. On choisira de travailler avec la deuxième hypothèse, car les parties bleues et rouges du profil présentent des variations sur une plage de longueur d'onde telle qu'elles ne pourraient pas être expliquées si le double-pic était confondu. On ajoute donc un troisième profil en émission pour tenir compte de la partie centrale de la raie. On constraint sa longueur d'onde centrale pour qu'elle soit située dans une largeur à mi-hauteur du profil total. On limite aussi sa largeur et son amplitude, qui ne peuvent pas dépasser celles du profil total lors de l'ajustement.

10.5.4 Résultats

Dans les figures [10.6a](#) et [10.6b](#) sont présentés les résultats des ajustements effectués sur les raies Bry et H I $\lambda 1.28 \mu\text{m}$. Pour les deux transitions, le profil peut être reconstruit de manière bien plus satisfaisante avec le modèle en double-pics ($\chi_v < 5$) que le profil P-Cygni simple ($\chi_v > 60$). Notamment, les variations de part et d'autre du maximum des raies sont reproduites, et ce avec des paramètres similaires pour les deux transitions étudiées.

Dans la suite, on prendra comme longueur d'onde de référence celle de la transition dans le vide. Tous les centroïdes seront données en terme de vitesse par rapport à la longueur d'onde de référence (qui est par définition située à une vitesse nulle).

À partir des paramètres ajustés (tab. [10.4](#)), on peut dériver plusieurs quantités associées à des phénomènes physiques dans le cadre de notre modèle. La vitesse orbitale du rebord irradié peut s'obtenir en fonction de l'angle de vue i et de la différence de vitesse entre les centroïdes bleu et rouge du double pic (eq. [10.2](#)). On peut aussi définir l'assymétrie en intensité du double pic comme l'écart relatif à l'intensité moyenne (eq. [10.3](#)). On note que la vitesse centrale du double pic v_0^{rb} , définie comme la moyenne des vitesses individuelles des pics, est compatible avec celle du pic central (voir les quantités résumées au tableau [10.5](#)).

$$v_{orb} \sin(i) = v_0^r - v_0^b \quad (10.2)$$

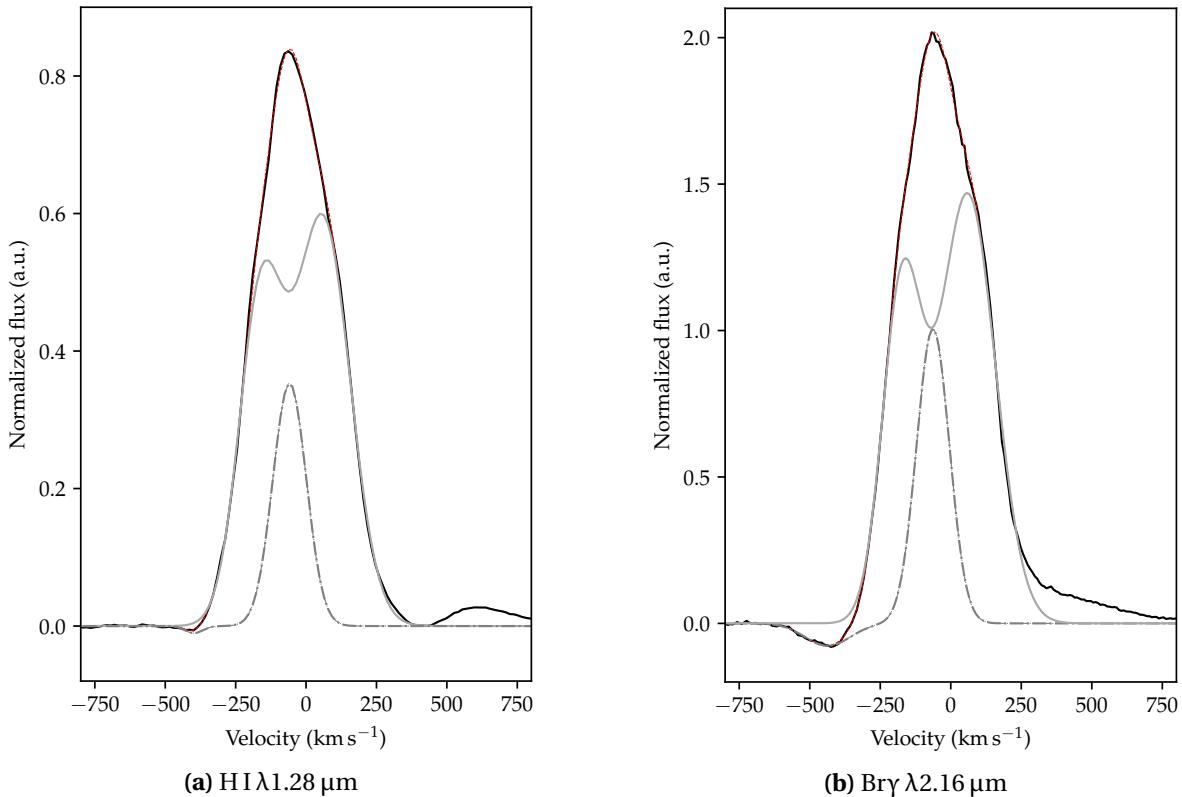


FIGURE 10.6 – Résultats de la modélisation des raies de l’hydrogène. Les données sont en noir, le profil total ajusté en rouge, et les composantes individuelles du modèle en gris (trait plein : double-pic, tirets : pic central).

$$A = \frac{\Delta I}{\bar{I}} \quad (10.3)$$

On note que seules les vitesses P-Cygni ne sont pas compatibles entre les deux transitions, bien que la différence soit relativement faible (de l’ordre de 3 fois l’incertitude sur les valeurs). Cela peut venir du fait de la présence de raies d’hélium dans la partie bleue des profils, dont la soustraction avant ajustement du modèle a pu induire une source d’erreur supplémentaire en faussant l’allure du profil en absorption. Il ne nous semble donc pas possible de conclure à une différence significative entre les deux.

TABLEAU 10.4 – Paramètres du modèle suite à l'ajustement.

Raie	Double-pic					
	v_0^b	Pic bleu		FWHM	Pic rouge	
		Amp.			Amp.	FWHM
Bry	-185±9	1.15±0.09	165±10	47±5	1.46±0.04	231±6
H I $\lambda 2.16 \mu\text{m}$	-172±12	0.48±0.05	184±11	47±5	0.59±0.02	227±5

Raie	Pic central			Absorption		
	v_0^c	Amp.	FWHM	v_0^{abs}	Amp.	FWHM
Bry	-76±5	1.0±0.2	137±9	-449±10	-0.08±0.04	188±55
H I $\lambda 2.16 \mu\text{m}$	-71±5	0.35±0.1	140±11	-411±12	-0.010±0.003	73±29

TABLEAU 10.5 – Quantités dérivées à partir du modèle en double-pic.

Raie	$v_{orb} \sin(i)$	v_0^{rb}	v_{P-Cyg}	A
Bry	116±5	-69±5	373±11	24±7%
H I $\lambda 2.16 \mu\text{m}$	110±7	-63±7	340±12	21±9%

10.6 Profils fins

10.6.1 Description

Dans le domaine optique du spectre, on trouve cinq raies d'émission dont la largeur est un ordre de grandeur plus fine que toutes les autres raies du spectre d'IGR J16318-4848. Nous avons pu identifier les transitions responsables de ces raies grâce aux spectres présentés dans [Clark et al. \(2013\)](#), qui rendent compte de la présence de raies interdites de l'oxygène et de l'azote proche de la raie d' H_α . Nous identifions en plus un doublet issu du souffre ($\lambda 672$ et $\lambda 673$ nm), qui n'est pas répertorié dans l'étude mentionnée. Suite à l'identification, nous avons minutieusement cherché dans le reste du spectre d'autres transitions issues de ces mêmes éléments qui présentent ce profil fin : aucune autre n'a été trouvée.

10.6.2 Origine physique

La finesse du profil indique que le milieu qui émet la raie est soit en orbite lointaine, de manière à ce que la vitesse képlerienne soit assez faible, soit qu'il ne possède pas de vitesse significative dans la ligne de visée.

Ce dernier cas est exploré par [Edwards et al. \(1987\)](#). Les auteurs y étudient des étoiles T-Tauri, et détectent les cinq raies que l'on voit dans le spectre d'IGR J16318-4848. Bien que notre source soit à priori une étoile supergéante évoluée et non une étoile en formation, toutes deux peuvent présenter un vent polaire collimaté. C'est dans ce vent que [Edwards et al. \(1987\)](#) suggèrent que ces raies se forment.

Cela reste cependant peu concluant, car la luminosité intense des étoiles supergéantes n'est pas propice à la formation de raies interdites sans avoir un élément qui fait office de bouclier.

Une piste plus solide se trouve dans une étude récente de [Maravelias et al. \(2018\)](#), qui se focalise cette fois sur l'étude d'étoiles supergéantes B[e]. Les auteurs y résolvent le profil de plusieurs raies interdites (majoritairement de l'oxygène, voir figure 10.7 pour un exemple sur l'étoile MWC 137) et trouvent qu'elles se forment dans des anneaux en orbite autour des étoiles. L'une de ces transitions, celle de l'oxygène [OI] $\lambda 630$ nm, est notamment en commun avec IGR J16319-4848.

IGR J16318-4848 est justement une source qui possèderait un disque circumstellaire, où de telles régions pourraient être protégées de l'étoile centrale par la partie interne du disque. La présence d'éléments lourds en abondance, comme l'oxygène, est tout à fait compatible avec une

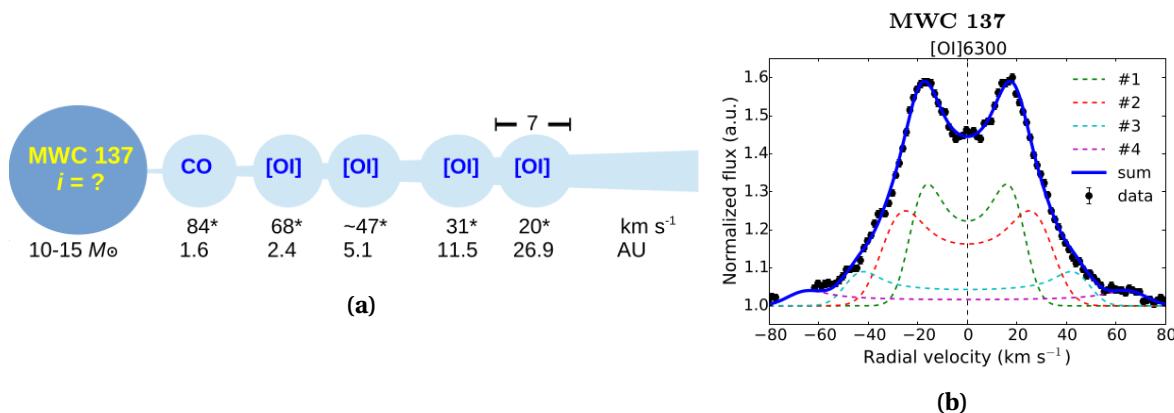


FIGURE 10.7 – Géométrie dérivée sur MWC 137 à partir de la raie [OI] λ 630 nm. (a) illustration des différents anneaux émetteurs de la raie. (b) déconvolution des contributions des différents anneaux sur le profil de la raie [OI]. *Source : tiré de Maravelias et al. (2018).*

étoile évoluée.

10.6.3 Modélisation

Ces raies sont trop fines pour pouvoir y résoudre un profil autre que gaussien. On les ajuste donc de manière classique, par une gaussienne supportée par le continuum, lui-même ajusté de part et d'autre des raies.

10.6.4 Résultats

La finesse des raies associée au faible continuum dans la région optique du spectre d'IGR J16318-4848 fait que les valeurs ajustées ne sont pas aussi bien contraintes que pour les autres raies du spectre, plus larges et beaucoup plus intenses. Leur largeur (corrégée de la largeur instrumentale de 26 km s⁻¹) est inférieure à 25 km s⁻¹, et leur centre est décalé vers le bleu avec une moyenne de -31 ± 5 km s⁻¹. Bien que la présence de telles raies puisse être compatible avec ce que l'on attend d'une étoile supergéante B[e], nous ne pouvons pas déterminer précisément leur localisation car nous ne résolvons pas leur profil.

10.7 Raie H α

10.7.1 Description

La transition de H α présente un profil particulier. Tout d'abord, la raie présente un profil P-Cygni analogue aux autres transitions de l'hydrogène observées dans le spectre d'IGR J16318-4848. Par contre, le continuum n'étant pas bien défini dans cette région du spectre, la partie en absorption du profil P-Cygni est partiellement noyée dans le bruit.

En plus de ce profil "classique" en P-Cygni, la raie H α présente une raie d'émission additionnelle, fine (à l'instar des raies fines interdites discutées en 10.6) et intense. H α est la seule raie dans laquelle nous détectons une émission fine supplémentaire.

10.7.2 Origine physique

Le profil en P-Cygni est analogue à celui des autres raies d'hydrogène. D'après ce que nous avons dérivé en 10.3 et 10.5, cela peut être attribué à du matériel en orbite autour de l'étoile et qui éclaire son vent stellaire.

Pour ce qui est de la composante fine, le questionnement rejoint celui discuté en 10.6, et les conclusions sont inversées. En effet, pour être émise, la raie de H α nécessite d'être pompée par

un rayonnement ultraviolet à même de ioniser l'hydrogène. Ainsi, il semble peu probable qu'elle puisse se former loin dans le disque, où la matière n'est pas exposée à de telles radiations.

En revanche, cette transition pourrait se former dans le vent polaire de l'étoile, là où le rayonnement ultraviolet est intense et où le matériel ne possède pas de vitesse significative dans la ligne de visée qui aurait pu élargir le profil de la raie. [Seriacopi et al. \(2017\)](#) ont notamment étudié cette transition dans l'étoile RMS 82, elle aussi une supergéante B[e]. Leurs mesures de polarisation le long de la raie indiquent qu'elle est moins polarisée que le continuum sous-jacent. Cela peut être interprété par le fait que la raie est formée dans un grand volume autour de l'étoile, où elle ne subit pas de diffusions successives dans l'enveloppe stellaire, ce qui tendrait à homogénéiser sa polarisation avec celle du continuum.

Pour résumer, cette émission ne peut ni venir du matériel en orbite, ni de l'étoile en elle-même. Cela ne laisse que l'hypothèse du vent polaire, qui est compatible avec l'absence d'élargissement et les conclusions apportées par [Seriacopi et al. \(2017\)](#).

10.7.3 Modélisation

On se sert du profil P-Cygni moyen des raies d'hydrogène pour le soustraire dans la transition de $H\alpha$, et ainsi mettre en évidence le profil additionnel en émission qui nous intéresse (fig 10.8). On ajuste le profil restant de la même manière qu'en 10.6 avec une fonction gaussienne supportée par un continuum.

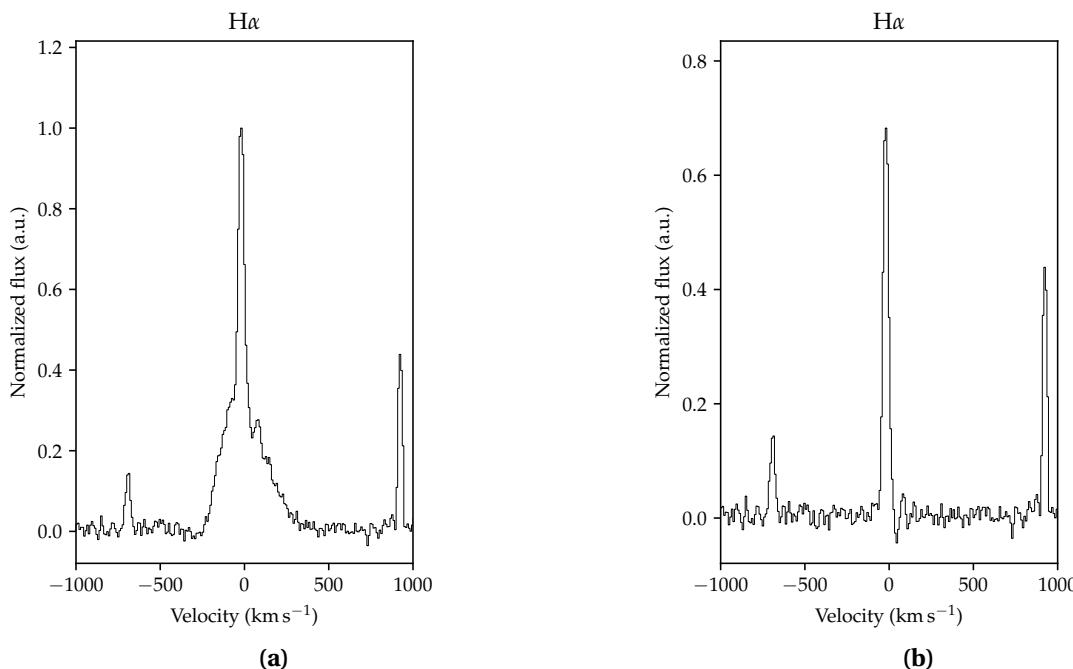


FIGURE 10.8 – Transition de $H\alpha$ dans le spectre d'IGR J16318-4848. (a) : transition brute. (b) : transition soustraite du profil P-Cygni moyen de l'hydrogène. *Source : Tiré de F.Fortin et al. 2019 (en prep.)*

10.7.4 Résultats

La largeur du profil est mesurée à $26 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$, et la raie est centrée à -33 km s^{-1} . Elle possède donc des caractéristiques similaires aux raies fines étudiées en section 10.6, mais il n'est pas suggéré qu'elles proviennent du même milieu.

Sans pouvoir résoudre le profil exact de la raie, nous pouvons tout de même déterminer sa largeur et donc un couple de valeurs pour l'inclinaison et la vitesse du vent polaire qui en serait responsable. Typiquement, la vitesse d'un vent polaire est de l'ordre de quelques milliers de kilomètres par seconde. En prenant une valeur basse de 1000 km s^{-1} , notre raie $H\alpha$ indiquerait que ce vent est dirigé quasiment à la perpendiculaire. En effet, en considérant sa largeur de 26 km s^{-1} , on

devrait pouvoir résoudre le double-pic résultant des deux jets polaires si ils déviaient de seulement 1.5° de la perpendiculaire.

Ainsi, la raie de H_α suggère que dans ce cadre, l'inclinaison d'IGR J16318-4848 doit être très grande, et le système pourrait être presque vu par la tranche.

10.8 Résumé des informations dérivées à partir de la spectroscopie X-Shooter

Pour rappel, nous partions du principe qu'IGR J16318-4848 se compose d'une étoile supergéante qui présente un vent stellaire intense creusant une cavité autour de l'étoile, d'un disque circumstellaire (ou binaire) dont le rebord est irradié par l'étoile, et d'un objet compact qui orbite probablement entre la cavité et la partie interne du disque. Les différentes raies que nous détectons ont des profils variés, qui peuvent tous être expliqués dans ce cadre.

10.8.1 Disque interne et vent stellaire

Toutes les raies d'hélium et la majeure partie des raies d'hydrogène présentent un profil de type P-Cygni, qui peut être associé à des radiations absorbées dans le vent stellaire équatorial dont la vitesse terminale peut aller de $164 \pm 19 \text{ km s}^{-1}$ (raie d'hélium) à $373 \pm 11 \text{ km s}^{-1}$ (raie Bry de l'hydrogène). Deux transitions d'hydrogène, Bry et HI $\lambda 2.16 \mu\text{m}$ sont modélisables par un profil P-Cygni dont la partie en émission se décline en la somme d'un double pic et d'une raie centrale. La composante en double pic proviendrait du rebord interne du disque, dont la vitesse orbitale dédouble les raies par effet Doppler et donne une vitesse moyenne de $113 \pm 4 \text{ km s}^{-1}$. Avec une étoile de masse $25\text{--}50 M_\odot$, cela correspondrait à une orbite située entre 1.7–3.5 au. Le pic central, plus délicat à interpréter, pourrait prendre origine plus loin dans le disque, où la vitesse orbitale est plus faible et ne permet plus de distinguer le dédoublement Doppler. Au contraire, il se peut aussi qu'il provienne d'une région voisine de l'étoile, à la base de la formation du vent stellaire.

La raie de H_α présente une raie d'émission additionnelle, fine, qui pourrait provenir d'un vent polaire rapide et collimaté. Si c'est le cas, cela indiquerait que nous voyons IGR J16318-4848 presque par la tranche, ce qui nous empêche de déterminer la vitesse de ce vent, même si on s'attend à ce qu'il soit plus rapide que le vent équatorial d'un ordre de grandeur environ.

10.8.2 Disque externe et vent de disque

Des raies associées à des transitions du fer (Fe I et [Fe I]) apparaissent résolues pour la première fois grâce au spectre X-Shooter. Leur profil en plateau indique qu'elle se forment directement dans un milieu optiquement mince en expansion sphérique, avec une vitesse terminale estimée à $250 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$. La présence de raies interdites indique qu'il est peu probable que ce milieu soit directement exposé aux radiations émises par l'étoile. Si l'on considère que les ailes du profil en plateau sont dues à un mouvement orbital, leur largeur indiquerait qu'elle proviendraient d'une région située entre 3.4 et 6.8 unités astronomiques dans le cas d'une étoile centrale de masse $25\text{--}50 M_\odot$. Cela situerait ce milieu plus loin dans le disque, dans une région où il est possible que le rebord interne agisse comme un bouclier et permette la formation de raies interdites. De ce fait, ce milieu serait associé à un vent dégagé par le disque lui-même (*disc wind*).

10.9 Inclinaison du système

D'après les études précédentes sur IGR J16318-4848, ainsi que celle présentée ici, il existe un faisceau d'indices qui nous mène à penser que le matériel circumstellaire/binaire s'organise dans un plan préférentiel, ce qui en plus de l'aspect binaire renforce le caractère hautement axisymétrique de la source. Son inclinaison, que l'on défini comme l'angle pris entre l'axe polaire et la ligne

de visée, est donc un paramètre crucial pour nous permettre d'interpréter correctement les données que l'on possède sur IGR J16318-4848. Pour le moment, aucune valeur n'a été formellement dérivée.

10.9.1 L'inclinaison dans la littérature

Le spectre d'IGR J16318-4848 dans les X montre la présence de raies associées aux transitions K α du fer et du nickel, comme rapporté dans [Matt & Guainazzi \(2003\)](#) qui présente des données issues de *XMM-Newton*. L'intensité des raies mentionnées varie sur un temps caractéristique de 500–1 000 s, ce qui donne une valeur haute pour la taille de la zone d'émission qui s'élève à environ 3×10^{13} cm, soit 0.66 unités astronomiques. Si la densité de colonne d'hydrogène dans la ligne de visée est de 10^{24} cm $^{-2}$, les modèles ajustés aux spectres X indiquent que la densité moyenne ne s'élève qu'à environ 10^{23} cm $^{-2}$, ce qui laisse penser que le matériel absorbant est organisé de manière inhomogène, préférentiellement dans la ligne de visée. Le spectre X montre une composante qui peut être attribuée à la réflexion Compton des raies K α , et est compatible avec une réflexion sur une région plane vue avec une incidence presque rasante (grande inclinaison).

Dans le spectre *Suzaku* d'IGR J16318-4848 ([Barragán et al. 2009](#)), les deux transitions K α sont observées avec une précision légèrement supérieure à *XMM-Newton*, et les modèles ajustés montrent qu'il n'est pas requis d'avoir une composante de diffusion Compton des raies K α . C'est encore une fois compatible avec la présence d'un milieu absorbant inhomogène. Cependant, la formation d'un excès Compton dépend aussi de la géométrie d'accrétion, ainsi son absence n'est pas une preuve formelle d'un milieu absorbeur plan.

Enfin, l'étude en infrarouges moyens menée par [Chaty & Rahoui \(2012\)](#) montre la présence d'absorptions dues aux silicates qui ne sont pas prévues dans le modèle d'extinction utilisé. Cela peut être dû à un défaut du modèle, ou bien à l'auto-absorption générée par le disque circumstellaire/binaire qui serait vu presque par la tranche.

10.9.2 Ce qu'apporte X-Shooter

Dans le spectre optique d'IGR J16318-4848, nous détectons sur la transition H α au moins deux composantes distinctes. L'une viendrait du rebord interne du disque, et forme un profil P-Cygni car la raie est absorbée en traversant le vent de l'étoile centrale.

L'autre composante montre un profil bien plus fin. Comme discuté en [10.7](#), nous suggérons qu'il soit compatible que cette raie d'émission provienne de la composante polaire du vent stellaire issu de l'étoile centrale. Le fait que nous ne pouvons pas détecter le moindre dédoublement Doppler correspondant aux deux pôles du vent indique que dans ce cadre, l'inclinaison peut être supérieure à 88° (avec une vitesse empirique de 1 000 km s $^{-1}$ et une résolution spectrale de 26 km s $^{-1}$).

10.9.3 Conclusions sur l'inclinaison

IGR J16318-4848 a été étudiée sur une grande variété de longueurs d'onde : des X avec *XMM-Newton* et *Suzaku*, aux infrarouges moyens de *Spitzer* en passant par le visible avec X-Shooter. Toutes ces observations, indépendantes, peuvent être interprétées dans le cadre d'un système vu presque par la tranche. Pour le moment, aucune mesure concrète de l'inclinaison n'a été faite (par exemple en trouvant la solution orbitale du système grâce à un ajustement de vitesses radiales), et aucun contre-argument en faveur d'une inclinaison autre n'a été avancé.

Il est donc pour l'instant raisonnable de penser qu'IGR J16318-4848 est vue avec une forte inclinaison. C'est par ailleurs avec cette hypothèse que nous travaillerons dans le chapitre [11](#).

10.10 Estimation de la distance

Bien qu'IGR J16318-4848 soit une source connue depuis plus de 15 ans, sa distance exacte n'a pour le moment jamais été dérivée. On présente ici les mesures qui ont été réalisées dans le but de la déterminer, ainsi qu'une approche bayésienne qui se sert de ces mesures en y ajoutant des hypothèses préalables sur la distance, qui seront discutées.

10.10.1 Mesures astrométriques

La contrepartie optique d'IGR J16318-4848 a été observée par le satellite Gaia et de nombreuses mesures sont disponibles dans le deuxième *Data Release* (DR2, voir table 10.6). La valeur de parallaxe donnée est négative et donc impossible à inverser en distance de manière classique. En effet, une mesure de parallaxe négative implique que la source est probablement située proche de la distance limite que peut atteindre le satellite, qu'elle est de faible luminosité ou bien que les detections successives de la source au cours des scans effectués par Gaia n'ont pas permis d'échantillonner correctement le mouvement de celle-ci par rapport au fond de ciel au cours du temps.

Il s'avère que IGR J16318-4848 a été observée 276 fois par Gaia au moment de la publication du DR2, ce qui permet, dans des conditions satisfaisantes, de correctement faire converger la solution de parallaxe et de mouvement propre (par exemple, la source Sco X-1 a été observée 156 fois et présente une parallaxe positive avec une incertitude à 10%). Ainsi, c'est probablement la faible luminosité combinée à une distance importante qui a causé la solution à converger vers une valeur négative.

TABLEAU 10.6 – Mesures du deuxième *Data Release* de Gaia sur IGR J16318-4848.

ω (mas)	pm_{ra} (mas an $^{-1}$)	pm_{dec} (mas an $^{-1}$)	Magnitudes
			g b r
-0.52 \pm 0.27	-5.1 \pm 0.4	-5.8 \pm 0.2	17.16 21.06 15.32

Pour palier ce problème et quand même dériver une estimation de la distance à partir d'une parallaxe négative, [Bailer-Jones et al. \(2018\)](#) publient une étude qui traite cette inversion de manière bayésienne. En connaissant les limites théoriques de Gaia, et en faisant une hypothèse de départ sur la distribution du nombre de sources dans la ligne de visée en fonction de leur distance, on peut calculer une densité de probabilité de la distance d'une source en fonction de la parallaxe donnée par Gaia, et ce même si elle est négative.

Les auteurs choisissent une hypothèse de départ (*prior*) sur la distribution de sources à mi-chemin entre un modèle isotropique trop simpliste selon eux, et un modèle qui prendrait en compte les changements selon la présence de bras spiraux dans la ligne de visée, trop complexe et dépendant du modèle galactique adopté. Le prior utilisé est une densité qui d'abord croît avec le carré de la distance, puis qui est rapidement dominé par une exponentielle décroissante paramétrée avec une distance caractéristique L (eq. 10.4).

$$p(r|L) = \begin{cases} \frac{1}{2L^3} r^2 e^{-r/L} & \text{si } r > 0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (10.4)$$

Dans ce modèle, le seul paramètre qui varie est la longueur caractéristique à partir de laquelle la densité de probabilité décroît exponentiellement, simplement à cause du fait qu'on atteint les limites de la galaxie. Les auteurs construisent alors la densité de probabilité de la distance connaissant la longueur caractéristique dans la ligne de visée, la parallaxe et son incertitude :

$$P(R|\omega, \sigma_\omega, L(l, b)) = r^2 \exp \left[-\frac{r}{L(l, b)} - \frac{1}{2\sigma_\omega^2} \left(\omega - \omega_0 - \frac{1}{r} \right)^2 \right] \quad (10.5)$$

avec ω_0 le point-zéro de la parallaxe déterminé dans [Lindegren et al. \(2018\)](#) à -0.029 mas et une longueur caractéristique de 1.375 kpc dans la ligne de visée d'IGR J16318-4848. L'estimation de la distance avec les limites hautes et basses est obtenue en intégrant la densité de probabilité de part et d'autre de son maximum selon la méthode décrite dans [Bailer-Jones et al. \(2018\)](#), jusqu'à atteindre 68.27% de la surface totale sous la distribution, comme la probabilité contenue dans un intervalle de $\pm 1\sigma$ d'une distribution gaussienne.

Le résultat de cette estimation par [Bailer-Jones et al. \(2018\)](#) donne une distance pour IGR J16318-4848 de $5.2^{+2.7}_{-1.8}$ kpc. Cette méthode a le mérite de pouvoir inverser une distance peu importante la parallaxe, et permet notamment de produire des résultats consistants sur l'ensemble du catalogue Gaia. Cependant, les auteurs suggèrent que pour les sources à problème (comme IGR J16318-4848), il est possible d'utiliser des hypothèses de départ "personnalisées" pour raffiner l'inversion de la distance.

10.10.2 Corrélation avec des sites de formation stellaire

Si IGR J16318-4848 est bien un système composé d'une étoile massive supergéante accompagnée d'une étoile à neutrons ou un trou noir, il ne peut pas être âgé de plus de quelques millions d'années, car l'évolution des étoiles massives se fait justement sur cette échelle de temps. De ce fait, si le système ne possède pas de vitesse propre excessive (notamment imprimée par le premier événement de supernova), il n'a pas eu le temps de s'éloigner significativement de son site de formation au sein de la Voie Lactée. Ces sites ont de plus une forte chance d'être associés aux bras spiraux de la galaxie, ce qui facilite la recherche.

Recherche des sites de formation stellaire

En partant de ces hypothèses, on peut tenter d'estimer la distance d'IGR J16318-4848 en recherchant les sites de formation stellaire à proximité de la source, dont la distance est possiblement déjà déterminée dans littérature. Pour ce faire, nous avons utilisé les cartes de vitesse radiale de la galaxie présentées dans [Dame et al. \(2001\)](#) et extraite la distribution de l'intensité des raies du monoxyde de carbone (qui trace la quantité de poussière) en fonction de la vitesse radiale autour de la ligne de visée d'IGR J16318-4848. Autour de cette position ($l=335.61$, $b=-0.447$), deux coupes de vitesses radiales sont disponibles ($b = -0.5$ et $b=-0.375$). Elles sont présentées en figure 10.9.

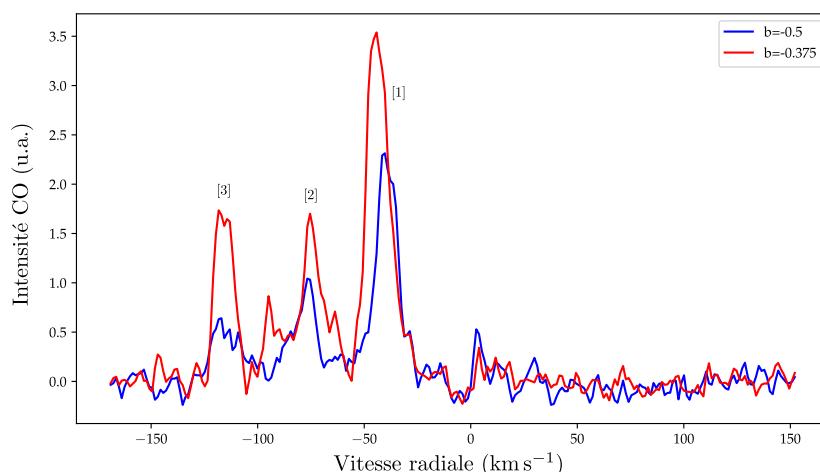


FIGURE 10.9 – Intensité cumulée des raies du monoxyde de carbone en fonction de la vitesse radiale.
Source : réalisé à partir des données présentées dans [Dame et al. \(2001\)](#)

Sur les deux coupes, on peut identifier trois pics distincts qui correspondent à différentes régions de surdensité sur la ligne de visée. Nous avons ajusté le centroïde et la déviation standard en vitesse de ces régions par des fonctions gaussiennes (voir table 10.7). Ensuite, pour connaître la distance à ces régions de la Voie Lactée, nous avons cherché les sites de formation stellaire qui

TABLEAU 10.7 – Vitesses radiales des bras spiraux dans la ligne de visée.

Région	\bar{v} (km s ⁻¹)
1	-39±4.7
2	-78±4.7
3	-115±6.4

pourraient y être associés dans [Russeil \(2003\)](#), qui resense la distance et la vitesse radiale moyenne de ces derniers. On en trouve un premier dans le bras Carina-Sagittarius ($l=334.7$, $b=-0.1$), qui est situé à 2.4 ± 0.3 kpc et possède une vitesse radiale de -33 km s^{-1} . Il peut être associé à la région [1] identifiée dans la figure 10.9. Un deuxième site de formation stellaire se trouve dans le bras Scutum-Crux ($l=335.9$, $b=0.2$) à une distance de 4.9 ± 0.2 kpc, et à une vitesse de -78 km s^{-1} . On l'associe avec la région [2].

En terme de distance sur le plan du ciel, c'est le second site de formation qui se trouve le plus proche (0.7°), tandis que le premier est un peu plus loin (1°) d'IGR J16318-4848. Compte-tenu de la taille angulaire d'une région de formation stellaire, on suggère que la différence de séparation entre notre source et ces régions n'est à elle seule pas suffisante pour associer IGR J16318-4848 à l'un ou à l'autre sans ambiguïté.

Le bon estimateur de la vitesse radiale d'IGR J16318-4848

Le spectre X-Shooter présente bon nombre de raies dont nous avons ajusté la position, et dont le centroïde contient la vitesse radiale du site émetteur (ou absorbant) au moment des acquisitions. Si l'on veut estimer la vitesse radiale du système binaire (ou vitesse systémique), il faut prendre en compte le fait que les raies peuvent venir d'endroits différents au sein de la binaire, comme le voisinage de l'étoile ou bien celui de l'objet compact.

Par exemple, si on considère une étoile centrale de $25\text{--}50 M_\odot$ et un objet compact de $1.4\text{--}10 M_\odot$ (la gamme qui comprend la majorité des étoiles à neutrons et trous noir au sein de binaires X), la vitesse radiale maximale que peut atteindre l'étoile par rapport au centre de masse est de 29 km s^{-1} (si la ligne de visée est purement équatoriale et pour une orbite circulaire). Ainsi, si l'on considère la raie fine de la transition H_α dont la vitesse radiale est de -33 km s^{-1} , cela implique que la vitesse systémique peut se trouver entre -62 et -4 km s^{-1} de manière équiprobable sur tout l'intervalle, car nous n'avons pas d'informations au préalable sur la configuration orbitale lors des acquisitions. Dans ce cas, la plage de vitesse systémique est donc très mal contrainte et dépend beaucoup des hypothèses sur les masses et l'orbite du système. Même si la vitesse radiale de la région [2] n'est pas compatible avec cette estimation de la vitesse systémique, il n'est pas raisonnable de l'exclure au vu des incertitudes.

C'est là que la modélisation des raies d'hydrogène permet de trouver un estimateur plus sérieux de la vitesse systémique. En effet, selon notre modèle, les transitions d'hydrogène peuvent être reproduites par l'émission du bord interne du disque circumstellaire, qui est même potentiellement circumbinaire. Dans ce cas, il sera en première approximation en orbite autour du centre de masse sans être trop affecté par l'orbite de la binaire. Ainsi, le centre du profil en double pic des raies d'hydrogène permet une bien meilleure estimation de la vitesse radiale du centre de masse du système.

On dérive une vitesse radiale de $-66\pm4 \text{ km s}^{-1}$ sur cet estimateur. Cette valeur est compatible à 2σ de la région [2], et est trop éloignée de celle de la région [1] qui peut être exclue.

On notera qu'associer IGR J16318-4848 à la région [2] donne une distance compatible avec celle calculée par [Bailer-Jones et al. \(2018\)](#), ce qui n'est pas le cas pour la région [1].

10.10.3 Inversion de la distance par combinaison des hypothèses

Faire une association entre IGR J16318-4848 et la région de formation stellaire [2] pour dériver sa distance semble un peu brutal car nous ne disposons pas de preuve formelle de l'association. On préférera donc utiliser le résultat sur l'association des vitesses radiales comme une hypothèse de départ pour compléter l'approche bayésienne formulée dans [Bailer-Jones et al. \(2018\)](#).

On reprend donc cette approche probabiliste en ajoutant à la fonction postérieure un poids supplémentaire associé aux régions identifiées précédemment. Nous avons choisi de pondérer les probabilités de chacun des SFRs par leur distance à IGR J16318-4848 dans le plan du ciel. On construit donc une fonction normalisée en aire qui est composée de deux gaussiennes, dont la largeur est associée à l'incertitude en distance des SFRs, et dont les amplitudes relatives sont inversement proportionnelles à la distance à notre source dans le plan du ciel.

On multiplie la fonction postérieure obtenue avec celle présentée dans [Bailer-Jones et al. \(2018\)](#), ce qui donne la densité de probabilité illustrée en figure 10.10. La fonction postérieure initiale favorisant déjà une distance de ~ 5 kpc, le poids final du SFR le plus proche (2.4 kpc) est d'autant plus faible dans la fonction finale.

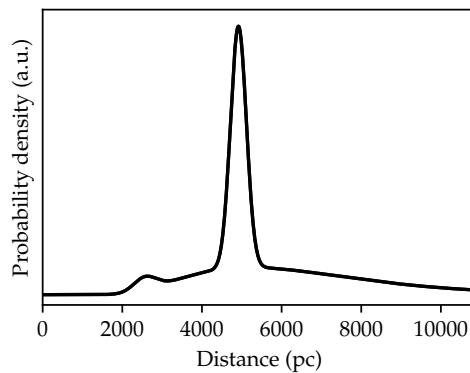


FIGURE 10.10 – Densité postérieure de probabilité sur la distance. On prend ici en compte une probabilité accrue de présence au niveau des sites de formation stellaire identifiés plus tôt.

D'après les résultats sur la vitesse radiale d'IGR J16318-4848, la distance inversée par la parallaxe seule ainsi que la distance des SFRs dans le plan du ciel, tout tend à indiquer que le SFR situé à 2.4 kpc n'est pas associé à notre source. Ainsi, on choisit de ne travailler qu'avec le SFR situé à 4.9 kpc qui est le seul site raisonnablement associable à IGR J16318-4848. Pour déterminer une nouvelle estimation bayésienne de la distance à partir de cette hypothèse d'association, on intègre la densité de probabilité de part et d'autre du maximum de la courbe.

Parce que la densité de probabilité est assymétrique, le pas d'intégration est indépendant de part et d'autre du maximum, et varie en fonction de la dérivée seconde de la courbe. Les critères qui régissent la variation du pas d'intégration à chaque itération sont décrits dans [Bailer-Jones et al. \(2018\)](#), et on arrête l'intégration lorsque l'aire sommée entre les bornes est égale à 68.27% de l'aire totale.

L'intégration autour du maximum de la courbe retourne une distance de $4.9^{+1.9}_{-1.5}$ kpc, comparée à l'estimation précédente de $5.2^{+2.7}_{-1.8}$ kpc. Dans cette approche bayésienne, c'est grâce à la bonne localisation du site de formation stellaire que l'on peut réduire les barres d'erreur sur la distance. Les hypothèses additionnelles utilisées sont à la fois justifiées par la nature du système, qui est trop jeune pour avoir migré de son site de formation, ainsi que par les résultats apportés par la spectroscopie. Pour la suite, on choisira donc de travailler avec notre estimation de la distance.

Chapitre 11

Distribution spectrale d'énergie large bande

Dans ce chapitre, on va s'intéresser non plus aux détails fins du spectre d'IGR J16318-4848, mais à la distribution globale de sa densité d'énergie sur la plus grande gamme possible du spectre électromagnétique. Le but est ici de contraindre la géométrie du matériel qui émet le continuum en ajustant un modèle simple à cette distribution spectrale d'énergie (SED par la suite, pour *Spectral Energy Distribution*). Pour cela, on va partir des résultats déjà disponibles dans la littérature sur la géométrie attendue, et nous allons tester plusieurs approches différentes, notamment en appliquant des contraintes bien spécifiques sur les paramètres ajustés qui sont motivées par des hypothèses physiques.

Le spectre X-Shooter nous permet déjà d'explorer la SED d'IGR J16318-4848 jusqu'à environ 600 nm, ce qui est une première pour cette source très absorbée. Bien que la gamme de longueur d'onde d'X-Shooter soit bien plus grande que la plupart des spectrographes actuels, plusieurs études ([Kaplan et al. 2006](#), [Moon et al. 2007](#), [Chaty & Rahoui 2012](#)) montrent un excès en infrarouges moyens qui serait associé à de la matière plus froide autour de la binaire. Ainsi, il nous faut étendre la gamme offerte par X-Shooter avec d'autres observations.

11.1 Description des données

Pour cela, comme décrit en section 9, on va utiliser les spectres acquis par *Spitzer* et les données photométriques acquises par *Herschel* pour étendre la gamme spectrale jusqu'à 100 μm.

La gamme spectrale s'étend donc sur trois ordres de grandeur, ce qui est très bien adapté à une modélisation complète de l'environnement d'IGR J16318-4848, car les mécanismes d'émission ont toujours un profil de variation qui se fait à une échelle logarithmique. Les données provenant d'*Herschel* sont constituées de deux points de mesure ; cependant les spectres X-Shooter et *Spitzer* représentent un échantillonnage linéaire de la SED d'une centaine de milliers de points pour les deux combinés.

Parce que nous sommes ici intéressés par la modélisation à grande échelle du continuum, les petites variations des spectres ne nous sont pas utiles. Pire, avoir autant de points de mesure ralenti d'autant plus la procédure d'ajustement, qui passera du temps à minimiser une fonction inutilement. De la même manière, les spectres X-Shooter et *Spitzer* étant échantillonnes linéairement, ils sur-décrivent la SED aux longueurs d'ondes courtes.

11.1.1 Ré-échantillonnage des données

Il a donc été décidé de ré-échantillonner les données X-Shooter et *Spitzer* de manière à optimiser la description spectrale de la SED et ainsi de réduire considérablement le temps de calcul pour les ajustements. L'échantillonnage que nous proposons est uniforme dans le domaine logarithmique, ce qui permet de décrire la SED de manière optimale pour la modélisation.

La largeur d'une bande spectrale dans le domaine logarithmique s'écrit (eq. 11.1) :

$$\log(\Delta\lambda) = \log\left(\frac{\lambda_{max}}{\lambda_{min}}\right) \quad (11.1)$$

Cette largeur est de 0.90 pour X-Shooter (300–2500 nm) et de 0.92 pour *Spitzer* (5–40 μm). Ainsi les gammes spectrales de ces instruments dans le domaine logarithmique ont une taille équivalente. On choisira donc de les échantillonner par le même nombre de points.

L'échantillonnage consiste à prendre la moyenne des fluxs de plusieurs sous-échantillons. Pour ce qui concerne la propagation des erreurs de mesure, on considère les trois choses suivantes.

Premièrement, chaque échantillon est entaché d'une erreur σ_{bin} (calculée par le pipeline, proportionnelle au comptage des photons, du bruit de lecture, etc) qui est propagée selon les règles usuelles. Deuxièmement, nous avons estimé l'erreur de calibration en flux e_{flux} , qui introduit une source supplémentaire d'erreur proportionnelle au flux $\sigma_{flux} = e_{flux} \times \text{flux}$, qui vient s'ajouter dans la propagation. Troisièmement, une dernière source d'erreur intervient, qui rend compte du fait que l'on moyenne en approximant le flux dans un échantillon de taille supérieure. Il faut donc estimer l'erreur que l'on commet en évaluant cette moyenne. Cela est fait en calculant la déviation standard de la moyenne, qui est la déviation standard des flux divisée par la racine du nombre de sous-échantillons.

$$\sigma_E^2 = \sum \frac{\sigma_{bin}^2}{N^2} + \sigma_{flux}^2 + \frac{\text{std}(\text{flux})^2}{N} \quad (11.2)$$

Pour ce qui est du nombre d'échantillons, on choisit arbitrairement de produire un échantillonnage final de 50 points pour chacun des spectres X-Shooter et *Herschel*. Après plusieurs essais d'échantillonnage avec des nombres allant de 5 à 1000, cette taille d'échantillon semble celui qui donne le meilleur compromis entre un faible nombre de points à ajuster pour la performance, et la bonne description des variations de la SED dans sa globalité.

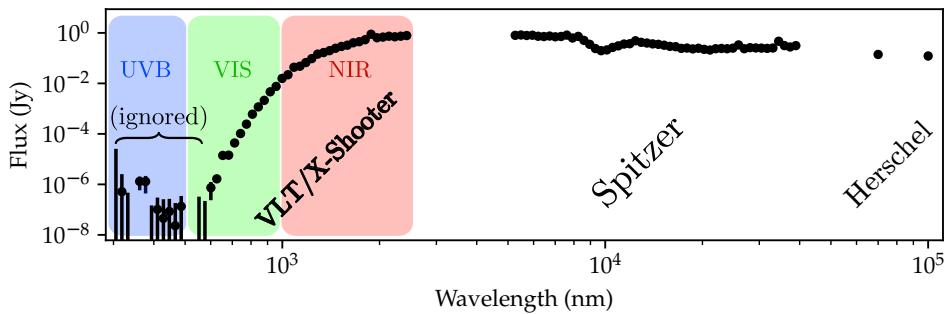


FIGURE 11.1 – Distribution spectrale d'énergie de IGR J16318-4848. Cette SED a été produite par le ré-échantillonnage des spectres X-Shooter et *Spitzer*, en y additionnant les données *Herschel*.

Il en résulte la distribution spectrale d'énergie présentée en figure 11.1. Le rapport signal à bruit de la SED est inférieur à 1 en-dessous de 600 nm. Le ré-échantillonnage du spectre X-Shooter a donc permis de recouvrir une partie du continuum vers les longueurs d'ondes courtes. Dans la suite, tous les ajustements ignoreront les points de la SED en-dessous de 600 nm. En effet, bien que ces points pourraient nous donner une limite haute en flux, l'absorption extrême d'IGR J16318-4848 fait que tous les modèles que nous allons utiliser prévoient une chute exponentielle du flux vers les longueurs d'ondes courtes. Ainsi, garder une limite haute en flux n'apporte finalement aucune contrainte dans l'ajustement.

11.2 Géométrie attendue

Pour reprendre rapidement ce qui a été présenté en introduction de ce chapitre (IV), IGR J16318-4848 est supposée être un système binaire composé d'une étoile centrale, massive et supergéante, autour de laquelle orbite un objet compact (étoile à neutrons ou trou noir) ainsi que du matériel circumstellaire/binaire. D'après les caractéristiques spectrales aux hautes énergies (Ibarra et al. 2007) ainsi que celles de l'absorption causée par des silicates en infrarouges moyens (Chaty & Rahoui 2012), ce matériel s'organiserait de manière inhomogène dans l'espace, préférentiellement dans un plan en deux dimensions. L'angle de visée serait justement assez proche d'une vue quasi-équatoriale par la tranche (ce qui pourrait par ailleurs expliquer en partie l'absorption extrême de cette source).

Ainsi, c'est un disque circumstellaire/binaire qui envelopperait l'étoile centrale. Étoile qui, à cause de sa luminosité intense, dégage un vent stellaire et tend à creuser une cavité dans son voisinage par la simple pression de radiation. À une certaine distance de l'étoile, l'intensité du

champ électromagnétique devient assez faible pour que des poussières se condensent : cela forme le rebord interne du disque. L'exposition directe du bord interne aux radiations de l'étoile centrale permettrait de porter cette région à des températures de plusieurs milliers de kelvins. Ce milieu se dilatant sous l'effet de la température, il pourrait légèrement gonfler de manière à agir comme un bouclier pour une partie du disque, qui resterait plus froid (illustré plus tôt en figure 8.5).

11.3 Contribution du disque

On reprend donc la géométrie adopté par [Lachaume et al. \(2007\)](#) qui modélise le disque en deux dimensions (voir figure 11.2). Le disque est caractérisé par son rayon interne R_{in} et son rayon externe R_{out} . Sa température T_{disk} évolue radialement selon l'équation 11.3, et est régie par les paramètres R_{in} , T_{in} et q . T_{in} est la température du disque au niveau de son rayon interne, et q est l'index de décroissance en température ; il vaut 0.5 pour un disque irradié ou élargi ([Chiang & Goldreich 1997](#)), et vaut 0.75 dans le cas d'un disque visqueux ([Shakura & Sunyaev 1973](#)). D'après les précédentes études sur IGR J16319-4848, le disque est mieux caractérisé par un indice $q=0.75$ qui correspond au disque visqueux ([Chaty & Rahoui 2012](#)), on adoptera donc cette valeur pour la suite.

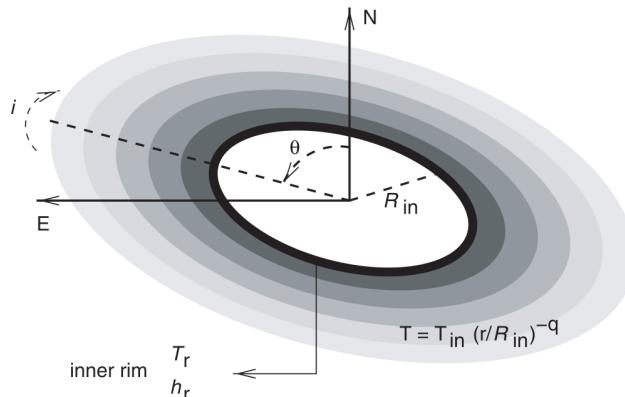


FIGURE 11.2 – Modèle géométrique adopté pour le disque de poussières. *Source: tiré de Lachaume et al. (2007).*

$$T_{disk}(r) = T_{in} \left(\frac{r}{R_{in}} \right)^{-q} \quad (11.3)$$

La contribution totale du disque s'écrit en faisant la somme des contributions individuelles d'anneaux successifs de rayon r , de largeur dr et de température $T_{disk}(r)$, en utilisant la fonction de Planck pour décrire l'émission de corps noir. Seule une face du disque contribue à l'émission, et elle est modulée par l'angle de vue i . La contribution totale s'écrit donc (eq. 11.4) :

$$F_{v,disk} = \frac{2\pi \cos(i)}{D^2} \int_{R_{in}}^{R_{out}} r B_v(v, T(r)) dr \quad (11.4)$$

11.4 Contribution du rebord interne du disque

Pour modéliser le rebord interne du disque (ou *inner rim* en anglais), on reprend la géométrie adoptée dans [Dullemond et al. \(2001\)](#). Le rebord est considéré comme formant un cylindre, dont la paroi interne fait toujours face à l'étoile centrale. Par définition, son rayon R_{rim} est égal au rayon interne du disque R_{in} discuté plus haut. La demi-hauteur du rebord prise à partir du plan équatorial, est notée H_{rim} .

Dans notre cas, on s'attend à voir le système avec une incidence rasante. Ainsi, le rebord du disque peut potentiellement s'auto-occulter en fonction de son rayon, sa hauteur et l'angle de vue. [Dullemond et al. \(2001\)](#) donnent les relations qui permettent de calculer la surface efficace du rebord interne vue par l'observateur. Les auteurs définissent le paramètre $\delta = \tan(i) \times H_{rim}/R_{rim}$. Si $\delta > 1$ (grande inclinaison, et grand rapport H_{rim}/R_{rim}), la surface efficace est donnée par l'équation 11.5. Dans le cas $\delta < 1$ (inclinaison plus basse, et faible rapport H_{rim}/R_{rim}), la surface est donnée par l'équation 11.6.

$$S_{rim} = 2R_{rim}^2 \cos(i) [\delta \sqrt{1 - \delta^2} + \arcsin(\delta)] \quad (11.5)$$

$$S_{rim} = \pi R_{rim}^2 \cos(i) \quad (11.6)$$

On obtient enfin la contribution totale du rebord interne en considérant que la fonction source suit la loi de Planck (eq. 11.7) :

$$F_{v,rim} = \frac{S_{rim}}{D^2} B_v(v, T_{rim}) \quad (11.7)$$

11.5 Contribution de l'étoile centrale

L'étoile centrale en elle-même est relativement simple à modéliser : on prendra un corps noir sphérique de température T^* et de rayon R^* . Il n'y a que peu d'informations sur l'étoile centrale dans la littérature, et nos observations spectroscopiques ne nous permettent pas d'apporter plus de contraintes. Généralement, sa température est fixée à 20 000 K ([Filliatre & Chaty 2004](#); [Chaty & Rahoui 2012](#)), une température de surface typique pour une étoile massive supergéante. On explorera deux situations différentes pour sa température, l'une en la laissant libre de varier, et l'autre en la fixant.

Ce qui complique légèrement la modélisation de la contribution de l'étoile, c'est la potentielle occultation de celle-ci par le rebord interne du disque. Dans un souci de lisibilité, on travaillera avec l'angle $\alpha = \frac{\pi}{2} - i$ dans les équations qui vont suivre. On va distinguer deux cas différents, selon que le rayon de l'étoile est plus grand ou plus petit que la hauteur du rebord interne du disque.

11.5.1 Cas $R^* < H_{rim}$

Dans ce cas, il peut y avoir trois configurations : soit l'étoile est complètement occultée (grande inclinaison), soit elle est partiellement occultée, ou soit elle est complètement visible (faible inclinaison). On peut séparer ces cas par des angles limites, définis par l'équation 11.8.

$$\begin{aligned} \alpha_m &= 2 \arctan \left(\frac{-R_{rim} + \sqrt{H_{rim}^2 + R_{rim}^2 - R_*^2}}{R_* + H_{rim}} \right) \\ \alpha_M &= 2 \arctan \left(\frac{R_{rim} - \sqrt{H_{rim}^2 + R_{rim}^2 - R_*^2}}{R_* - H_{rim}} \right) \end{aligned} \quad (11.8)$$

L'étoile est entièrement visible si $\alpha \geq \alpha_M$; elle est complètement occultée si $\alpha \leq \alpha_m$. Entre les deux, l'étoile est partiellement visible. Dans ce cas précis, on détermine sa surface visible en projetant l'ombre du rebord interne du disque sur l'étoile. L'étoile est considérée comme une sphère, et parce que le rebord du disque a un rayon très important par rapport au rayon de l'étoile, on considère que sa projection sur l'étoile suit une bande dont la courbure est négligeable. Dans ce cas, la surface visible de l'étoile peut être approximée par l'équation 11.9.

$$\begin{aligned} h(\alpha) &= R^* - \cos(\alpha) (H_{rim} - R_{rim} \tan(\alpha)) \\ S^* &= R^{*2} \arccos\left(1 - \frac{h(\alpha)}{R^*}\right) - (R^* - h) \sqrt{2R^*h(\alpha) - h^2(\alpha)} \end{aligned} \quad (11.9)$$

11.5.2 Cas $R^* > R_{rim}$

Dans ce cas, l'étoile centrale ne peut pas être complètement occultée. Elle est donc soit entièrement visible ($\alpha > \alpha_M$), soit partiellement occultée ($\alpha \leq \alpha_M$). Dans ce dernier cas, c'est toujours l'équation 11.9 qui donne l'expression de sa surface visible. En effet, on voit seulement la partie supérieure de l'étoile, car la partie inférieure sera toujours cachée par le reste du disque.

11.5.3 Contribution totale

Ainsi, la contribution de l'étoile dépend très fortement de l'environnement voisin et de l'angle de vue. On écrit sa contribution sous la forme (eq. 11.10) :

$$F_v^* = \frac{S^*}{D^2} B_v(v, T^*) \quad (11.10)$$

11.6 Méthode de rougissement artificiel des données

Comme il est mentionné tout le long de ce chapitre, IGR J16318-4848 est une source très absorbée. En bande visuelle, son extinction a été estimée à $A_V = 18.3$ (Chaty & Rahoui 2012), ce qui correspond à un facteur d'atténuation du flux d'environ 20 000 000. Pour modéliser la SED de cette source, il est indispensable de prendre en compte le rougissement que cela produit sur son rayonnement, soit en dérougissant les données ajustées, soit en rougissant le modèle que l'on ajuste. On choisit de procéder avec la deuxième option, car le facteur de rougissement est un paramètre qui a de fortes chances d'être intrinsèque à la binaire : on peut en profiter pour ajuster ce paramètre et tester si nos données nous permettent de mieux le contraindre (ce qui n'a pas été le cas avec la méthode des DIBs présentée en section 10.2, mais qui reste tout à fait possible avec cette méthode de modélisation).

11.6.1 Continuum de l'extinction interstellaire

Il nous faut donc utiliser une fonction qui vient appliquer le facteur de rougissement à la longueur d'onde désirée noté $R(\lambda)$, et ce proportionnellement au paramètre A_V . Le rougissement étant causé par de multiples processus physiques et de nombreuses espèces chimiques différentes, il n'existe pas (encore) de fonction qui soit une solution analytique valable sur l'ensemble du spectre électromagnétique. Il existe cependant des travaux qui ont permis de formuler des fonctions solution du rougissement, valables sur une certaine gamme de longueur d'onde.

C'est notamment le cas de l'étude présentée dans Cardelli et al. (1989), qui est la référence communément utilisée pour la modélisation du rougissement interstellaire dans la gamme visible/infrarouge proche (0.125 – 3.5 μm). Les auteurs utilisent une relation qui lie le rapport des coefficients d'extinctions $A(\lambda)/A_V$ (voir équation 11.11).

$$\left\langle \frac{A(\lambda)}{A_V} \right\rangle = a(x) + \frac{b(x)}{R_V} \quad (11.11)$$

Les coefficients $a(x)$ et $b(x)$, qui dépendent de la variable $x = 1/\lambda(\mu m)$, sont définis selon la gamme de longueur d'onde considérée. En infrarouge proche ($0.3 \mu m^{-1} \leq x \leq 1.1 \mu m^{-1}$), c'est l'équation 11.12 qui donne ces coefficients ; dans le domaine visible ($1.1 \mu m^{-1} \leq x \leq 3.3 \mu m^{-1}$), on se servira de l'équation 11.13.

$$\begin{aligned} a(x) &= 0.574x^{1.61} \\ b(x) &= -0.527x^{1.61} \end{aligned} \quad (11.12)$$

$$y = x - 1.82$$

$$\begin{aligned} a(x) &= 1 + 0.17699y - 0.50447y^2 - 0.02427y^3 + 0.72085y^4 + 0.01979y^5 - 0.77530y^6 + 0.32999y^7 \\ b(x) &= 1.41338y + 2.28305y^2 + 1.07233y^3 - 5.38434y^4 - 0.62251y^5 + 5.30260y^6 - 2.09002y^7 \end{aligned} \quad (11.13)$$

Jusqu'à 8 μm, c'est la relation donnée dans [Chiar & Tielens \(2006\)](#) que l'on utilise pour rougir le continuum.

$$\begin{aligned} \log\left(\frac{A_\lambda}{A_K}\right) &= 0.61 - 2.22\log(\lambda) + 1.34\log(\lambda)^2 \\ R(\lambda) &= 10^{-A_\lambda/2.5} \end{aligned} \quad (11.14)$$

Le passage entre A_K et A_V a été réalisé avec la relation donnée dans [Whittet & Bowey \(2003\)](#) : $A_V = 0.09 \times A_K$.

Après 8 μm, le continuum de l'extinction est souvent négligé. Parce que nous travaillons ici avec des données allant jusqu'à 100 μm, on choisit de modéliser son effet par une relation empirique, qui permet notamment d'avoir une fonction de rougissement continue depuis le domaine visible jusque dans les infrarouges moyens/lointains. Typiquement, l'allure du rougissement dans les infrarouges moyens suit une tendance inversement proportionnelle à la longueur d'onde. On construit donc une fonction, arbitraire, qui suit cette allure avec une contrainte de continuité à l'ordre 1 avec la relation donnée dans [Fitzpatrick \(1999\)](#).

Pour cela, on évalue la valeur de la dérivée du rougissement à 8 μm, qui permet de construire la fonction de rougissement en λ^{-1} au-delà de 8 μm, et ce de manière à ce qu'elle converge vers 1 pour les grandes longueurs d'ondes (le rougissement devenant très faible). On définit aussi deux paramètres a et b (voir eq. 11.15) qui interviennent dans la fonction finale, définie en 11.16.

$$\begin{aligned} \left| \frac{dR}{d\lambda} \right|_{8\mu m} &\simeq \frac{R(8\mu m + d\lambda, A_V) - R(8\mu m, A_V)}{d\lambda} \\ a &= \frac{(1 - R(8\mu m, A_V))^2}{\left| \frac{dR}{d\lambda} \right|_{8\mu m}} \\ b &= 8\mu m - \frac{1 - R(8\mu m, A_V)}{\left| \frac{dR}{d\lambda} \right|_{8\mu m}} \end{aligned} \quad (11.15)$$

$$R(\lambda > 8\mu m) = 1 - \frac{a}{\lambda - b} \quad (11.16)$$

11.6.2 Prise en compte des raies d'absorption des silicates

À 9.7 et 18 μm sont présentes deux raies (ou plutôt régions) d'absorption qui sont dues à des silicates condensés sous forme de poussières. Le spectre acquis par *Spitzer* dont nous disposons est particulièrement affecté par cette absorption, que nous avons choisi de prendre en compte en utilisant la table de données disponible dans la version électronique de [Chiar & Tielens \(2006\)](#). Les auteurs y fournissent leur estimation de $\langle A_\lambda / A_K \rangle$ qui caractérise l'absorption des silicates par le milieu interstellaire pour une extinction de $A_V = 18$.

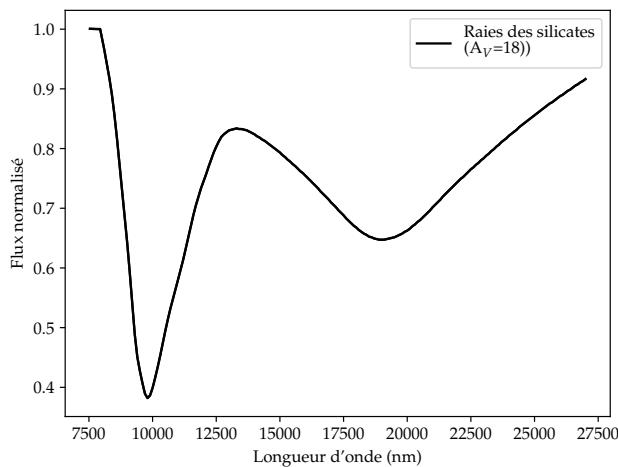


FIGURE 11.3 – Profil d'absorption normalisé des raies de silicates. *Source : réalisé à partir de la table 7 dans Chiar & Tielens (2006).*

Nous avons d'abord inversé la courbe en utilisant d'une part la relation $A_V = 0.09A_K$ ([Whittet & Bowey 2003](#)), et d'autre par en passant de la magnitude d'extinction au facteur d'extinction en flux $\left. \frac{F_\lambda}{F_c} \right|_{A_V=18} = 10^{-\frac{A_\lambda}{2.5}}$. On obtient le profil d'absorption illustré en figure 11.3.

Dans [Chiar & Tielens \(2006\)](#) est aussi donnée une relation entre l'extinction et la profondeur de la raie à 9.7 μm $\tau_{9.7}$ (eq. 11.17), qui est définie par le rapport du flux de l'absorption et du continuum sous-jacent.

$$\begin{aligned} A_V / \tau_{9.7} &= 18 \\ \tau_{9.7} &= -\ln \left(\frac{F_{9.7}}{F_c} \right) \end{aligned} \quad (11.17)$$

Ainsi, on trouve :

$$\begin{aligned} \left. \frac{F_{9.7\mu m}}{F_c} \right|_{18} &= e^{-1} \\ \left. \frac{F_{9.7\mu m}}{F_c} \right|_{A_V} &= e^{-\frac{A_V}{18}} = \left(\left. \frac{F_{9.7\mu m}}{F_c} \right|_{18} \right)^{\frac{A_V}{18}} \end{aligned} \quad (11.18)$$

Sachant que l'on dispose du spectre normalisé des raies de silicates pour $A_V=18$, on peut appliquer cette formule sur l'ensemble du spectre pour trouver le facteur d'absorption des raies pour n'importe quelle valeur de A_V . Enfin, on obtient la courbe d'absorption totale (continuum + silicates) en multipliant notre fonction qui modélise l'extinction du continuum par le spectre d'absorption des silicates, qui peut alors être utilisée pour rougir nos modèles à ajuster (ou dérougir les données).

11.7 Résumé, méthode et hypothèses

11.7.1 Géométrie

On illustre en figure 11.4 le modèle géométrique qui va être ajusté à la SED d'IGR J16319-4848 entre 600 nm et 100 μm. Le modèle d'émission est donné par la fonction 11.19, et est gouverné par onze paramètres : R^* , T^* , R_{rim} , H_{rim} , T_{rim} , R_{in} , R_{out} , T_{in} , q , D et i . Le modèle d'absorption

est gouverné par un seul paramètre, A_V . Ainsi, ce sont douze paramètres qui vont influer sur la modélisation de la distribution spectrale d'énergie.

$$F_v = \frac{S^*(R_{rim}, H_{rim}, i)}{D^2} B_v(v, T^*) + \frac{S_{rim}(R_{rim}, H_{rim}, i)}{D^2} B_v(v, T_{rim}) + \frac{2\pi \cos(i)}{D^2} \int_{R_{in}}^{R_{out}} r B_v(v, T(r, R_{in}, q)) dr \quad (11.19)$$

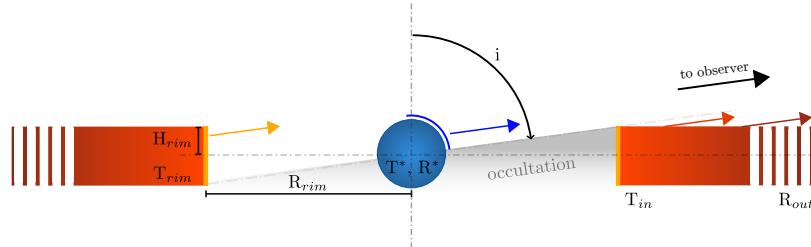


FIGURE 11.4 – Illustration des différents sites d'émission modélisés. *Source : tiré de Fortin et al. 2019 (in prep.)*

11.7.2 Méthode d'ajustement

L'ajustement est réalisé par une méthode de moindre-carré. Le code utilisé est celui de la librairie python LMFIT qui est optimisée pour des problèmes non-linéaires. C'est l'algorithme de Levenberg-Marquardt qui est choisi pour la procédure de minimisation. Lors des ajustements, on précise la valeur de départ de l'ensemble des paramètres du problème ; on peut éventuellement contraindre leur valeurs minimale et maximale. En pratique, on réalise un premier ajustement sans contraintes particulières pour estimer l'ordre de grandeur des meilleurs paramètres. Par exemple, on choisira d'abord uniquement des contraintes physiques telles que la positivité des températures (T_{rim} , T_{in}) et des longueurs (R_{rim} , H_{rim} , R_{out}). Lorsque l'algorithme converge, on peut réitérer l'ajustement en partant des meilleurs paramètres, et en contraignant davantage leur plage de variation (on choisira de les laisser varier sur au moins un ordre de grandeur).

11.7.3 Hypothèses

Quelques ajustements préliminaires en laissant les douze paramètres libres montrent rapidement que le problème est dégénéré. Il nous faut travailler avec des hypothèses supplémentaires afin de contraindre certains paramètres :

- on fixera la distance pendant chaque ajustement aux valeurs dérivées en 10.10.
- aucunes de nos tentatives de laisser A_V libre lors des ajustements ne convergent vers une solution physiquement acceptable. En effet, si on ne fixe pas l'absorption, l'algorithme tend à la faire diverger en même temps que les températures. A_V atteint des valeurs de plus de 40 magnitudes, tandis que les températures de l'étoile ou du disque tendent vers l'infini. Il nous est donc impossible d'apporter une quelconque contrainte sur la valeur de l'absorption dans la ligne de visée par cette méthode. De ce fait, on choisira par la suite de travailler avec une absorption constante, que l'on prendra à $A_V = 18.3$ (Chaty & Rahoui 2012).
- on fera aussi l'hypothèse que la zone qui constitue le rebord du disque est reliée de manière continue avec le disque lui-même, et que ce rebord est très fin devant les dimensions du disque. Ainsi, on travaillera en fixant $R_{rim} = R_{in}$.
- la nature de l'objet compact n'a toujours pas été formellement identifiée. Bien qu'il soit plus probable que ce soit une étoile à neutrons (notamment parce que le continuum en X est bien ajusté par des modèles d'accrétion sur une étoile à neutrons, voir Barragán et al. 2009), aucune pulsation n'a été détectée pour le moment. En l'absence de preuve formelle, on prend la décision de considérer qu'IGR J16318-4848 est accompagnée d'une étoile à neutrons pour

notre étude. Cela a l'avantage d'être une hypothèse assez raisonnable qui simplifie notamment la question de la masse de l'objet compact.

- la température interne du disque T_{in} sera limitée à 1 500 K, la température de sublimation des poussières. En effet, la zone interne du disque est par définition une région où des poussières se sont condensées, justement pour former le disque. Dans le cadre de notre modèle, cette zone ne peut donc pas dépasser la température de sublimation des poussières.

Ces hypothèses seront toujours respectées dans la section suivante, mais on sera amené à explorer des contraintes supplémentaires, que l'on justifiera.

11.8 Résultats de l'ajustement de la SED

On présente ici les résultats que l'on tire de l'ajustement de la distribution spectrale d'énergie. On va notamment explorer deux approches concernant les hypothèses à adopter pour contraindre l'ajustement, l'une en fixant la température du bord interne du disque, et l'autre en se servant des résultats de la spectroscopie X-Shooter pour contraindre la dimension du disque.

11.8.1 Rebord interne fixé à la température de sublimation

Motivations

En partant du postulat qu'IGR J16318-4848 est similaire aux étoiles de Herbig Ae/Be, on s'attend à ce que le disque circumstellaire/binaire, responsable de l'excès d'émission en infrarouges moyens, soit tronqué à un certain rayon avant d'arriver à l'étoile centrale. Le rayonnement UV intense de l'étoile centrale permet en effet de creuser une cavité dans laquelle les poussières sont sublimées, ionisées et chassées sous forme de vent. Le bord interne du disque peut subsister uniquement lorsque la température associée au rayonnement passe en-dessous de la température de sublimation des poussières, qui se trouve à 1 500 K.

Modélisation

Ici, on fixe donc $T_{rim} = 1 500 \text{ K}$. Le rayon R_{rim} n'est pas ajusté en tant que tel ; il varie en fonction du rayon et de la température effective de l'étoile centrale, R^* et T^* . On obtient le rayon interne en écrivant la conservation du flux stellaire, corrigée d'un terme d'auto-irradiation du rebord interne par la face opposée (eq. 11.20).

$$R_{rim} = R^* \left(\frac{T_{rim}}{T^*} \right)^{-2} \left(1 + \frac{H_{rim}}{R_{rim}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (11.20)$$

Résultats

L'ajustement de ce modèle à température interne fixée converge vers une étoile de rayon $39 R_\odot \text{ kpc}^{-1}$, indépendamment de la distance choisie, avec une température effective de $6 600 \pm 300 \text{ K}$. Le rapport H_{rim}/R_{rim} converge lui vers zéro. Le disque est relativement mal contraint, avec une température interne $T_{in} = 800 \pm 400 \text{ K}$ et un rayon externe de $80 \pm 70 \text{ au kpc}^{-1}$. L'inclinaison converge vers une valeur compatible avec une vue par la tranche, à $89.4 \pm 0.9^\circ$.

Ainsi, dans ce cadre, l'ajustement donne une contribution nulle au rebord interne du disque. Les paramètres stellaires sont incompatibles avec les caractéristiques que l'on attend d'une étoile sgB[e], avec notamment une température effective trop basse pour correspondre à une étoile massive supergéante.

L'absence de contribution significative du rebord interne du disque est non-seulement incompatible avec le modèle attendu, mais aussi avec les résultats issus de la spectroscopie optique/infrarouge effectuée avec X-Shooter. Ainsi, il est fort probable que contrairement aux résultats de cette ajustement, l'étoile centrale ne contribue pas significativement à la distribution

spectrale d'énergie, que ce soit dans le domaine visible ou les infrarouges. Cela suggère aussi que le rebord interne du disque est plus chaud que la température de sublimation des poussières pour pouvoir contribuer significativement au rayonnement.

11.8.2 Contraintes apportées par la spectroscopie X-Shooter

Motivations

D'après notre interprétation du spectre optique/infrarouge d'IGR J16318-4848, le rebord interne du disque irradié par l'étoile centrale contribue significativement au flux (notamment en infrarouge proche). Les raies que nous lui associons nous ont permis de dériver une vitesse orbitale (pour un mouvement képlerien circulaire) modulée par l'angle d'inclinaison de $v_{orb}\sin(i) = 113 \pm 4 \text{ km s}^{-1}$. On peut alors extraire le rayon interne du disque en utilisant la 3^e loi de Kepler. Considérer cet aspect a pour avantage de déjà contraindre le modèle à converger vers une géométrie compatible avec ce qui est attendu, et ce en utilisant une mesure indépendante, mais au prix de considérer un paramètre supplémentaire : la masse de l'étoile centrale.

Modélisation

On travaille donc ici en laissant la température du rebord interne libre. On renverse le problème en fixant cette fois-ci la température effective de l'étoile, afin qu'elle corresponde aux caractéristiques typiques d'une étoile sgB[e]. Dans la littérature ([Filliatre & Chaty 2004](#), [Chaty & Rahoui 2012](#)), c'est une température de 20 000 K qui est typiquement retenue pour ce genre d'étoile. Le rayon de l'étoile centrale est lui calculé de la même manière que précédemment, en effectuant la conservation du flux stellaire (eq. 11.20).

En ce qui concerne la masse de l'étoile centrale, on considérera deux extrêmes uniquement, à 25 et 50 M_⊙. En l'absence de solution orbitale concrète, nous n'avons en effet pas d'autre moyens de contraindre sa masse convenablement. La gamme de masse choisie correspond à ce quoi on peut s'attendre pour une étoile supergéante massive de type B[e].

Le rayon du bord interne irradié est donné par l'équation 11.21, où on prendra M_{NS} = 1.4 M_⊙, qui est la masse la plus probable pour une étoile à neutrons. La période P a été mesurée par [Iyer & Paul \(2017\)](#) à 80.09 ± 0.01 jours, et la vitesse orbitale est telle que $v_{orb}\sin(i) = 113 \text{ km s}^{-1}$ en accord avec la valeur dérivée par spectroscopie.

$$R_{rim} = \frac{GM^* + M_{NS}}{Pv_{orb}^2} \quad (11.21)$$

Résultats

L'ensemble des paramètres trouvés lors des ajustements aux diverses distances et masses est compilé dans le tableau 11.1. Nous présentons, en plus des cas à 3.4, 4.9 et 6.8 kpc, un ajustement réalisé à 2.4 kpc, qui reste une distance possible compte-tenu de ce que nous avons présenté en section 10.10.

Les distributions spectrales d'énergie ajustées dans les cas à 2.4 et 4.9 kpc sont représentées dans les figures 11.5 et 11.6. Les cas à 3.4 et 6.8 kpc ne montrent pas de différence notable dans leur représentation par rapport au cas à 4.9 kpc.

TABLEAU 11.1 – Résultats générés par l’ajustement de la SED d’IGR J16318-4848.

Mass (M_{\odot})	H/R	R_{out} (au)	i (°)	R^* (R_{\odot})	R_{rim} (au)
2.4 kpc					
25	0.19 ± 0.01	110 ± 50	87.07 ± 0.02	38.7 ± 0.2	1.74 ± 0.01
50	0.11 ± 0.01	200 ± 100	89.298 ± 0.005	80.5 ± 0.4	3.47 ± 0.01
4.9 kpc					
25	0.40 ± 0.02	100 ± 50	76 ± 1	33.8 ± 0.1	1.64 ± 0.01
50	0.18 ± 0.01	200 ± 100	86.93 ± 0.02	77.8 ± 0.3	3.46 ± 0.01
3.4 kpc					
25	0.33 ± 0.01	110 ± 50	84.0 ± 0.3	36.4 ± 0.2	1.72 ± 0.01
50	0.27 ± 0.01	200 ± 100	88.53 ± 0.08	75.4 ± 0.3	3.47 ± 0.01
6.8 kpc					
25	<i>ne converge pas</i>				
50	0.22 ± 0.01	200 ± 100	83.97 ± 0.04	75.8 ± 0.5	3.44 ± 0.01

$$T_{rim} = 6700 \pm 200 \text{ K}, T_{in} = 1370 \pm 50 \text{ K}.$$

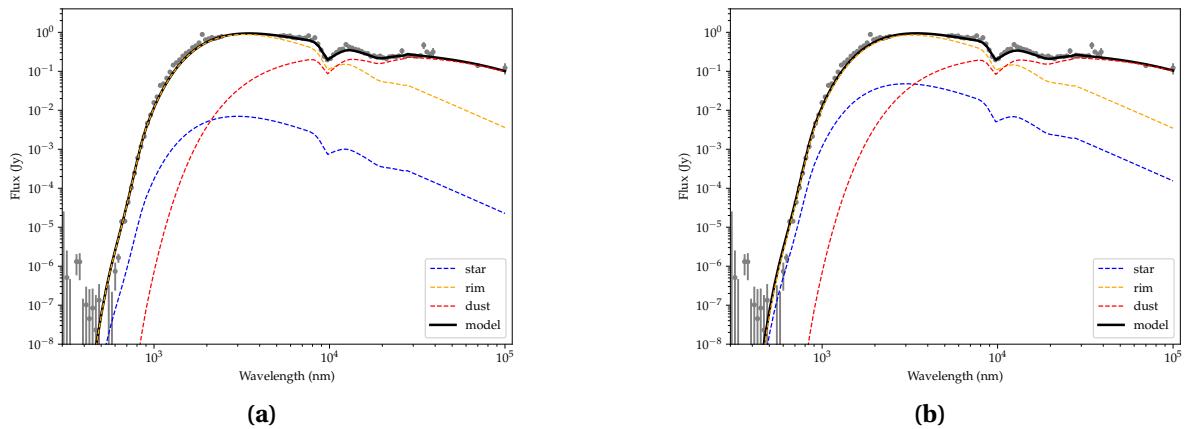


FIGURE 11.5 – Résultats de l'ajustement pour une distance de 2.4 kpc. (a) : $25 M_{\odot}$ et (b) : $50 M_{\odot}$.

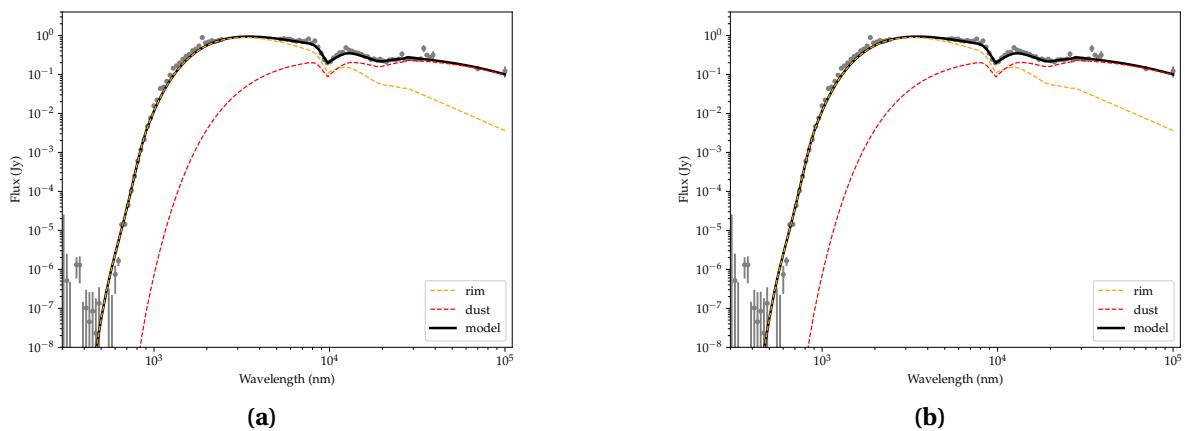


FIGURE 11.6 – Résultats de l'ajustement pour une distance de 4.9 kpc. (a) : $25 M_{\odot}$ et (b) : $50 M_{\odot}$.

11.9 Discussions sur les résultats d'ajustement de la SED

11.9.1 Températures

On note que peu importe les combinaisons (M^*, D) , la température du bord interne irradié et la température interne du disque convergent vers les mêmes valeurs : $T_{rim} = 6\,700 \pm 200$ K et $T_{in} = 1\,370 \pm 50$ K. Cependant, il faut garder à l'esprit que l'on travaille à absorption fixée ; si une détermination plus précise de A_V vient à être publiée, ces températures changeront inévitablement.

Il reste que ces deux paramètres sont très bien contraints car ils ne sont principalement dégénérés qu'avec l'absorption A_V . Une autre raison qui explique leur bonne contrainte est que l'ajustement de la SED se fait sur une très grande gamme de longueur d'onde : la pente de la SED est très bien échantillonnée de 600 nm à 40 μ m, ce qui restreint beaucoup la gamme de températures possibles.

Physiquement, les températures dérivées ici sont cohérentes avec le modèle. D'une part, la température interne du disque T_{in} converge correctement vers une valeur en-dessous de la température de sublimation. En effet, des tests ont été effectués en laissant T_{in} varier au-delà de 1 500 K, et sont finalement restés sans impact sur la température ajustée. D'autre part, la température du bord interne irradié est plus haute, correspondant au cas discuté dans [Dullemond et al. \(2001\)](#) où il est assez chauffé par l'étoile centrale pour gonfler et protéger une partie du disque des radiations stellaires et autorisant alors la condensation des poussières.

11.9.2 Inclinaison

En accord avec ce qui est discuté en section 10.9, nous trouvons systématiquement une très forte inclinaison pour le système, qui va de $76 \pm 1^\circ$ jusqu'à $89.298 \pm 0.005^\circ$. Il nous semble cependant peu prudent de conclure autrement qu'en suggérant une valeur basse pour l'inclinaison ($\approx 76 \pm 1^\circ$), car toutes les autres valeurs au-dessus pourraient être compatibles en choisissant le couple (M^*, D) approprié. Cela fournit tout de même un indice supplémentaire qui vient s'ajouter à la liste présentée en section 10.9 : pour le moment, toutes les mesures effectuées sur IGR J16318-4848 favorisent une ligne de visée quasi-équatoriale.

Cela pose tout de même une question importante : celle de la possibilité d'éclipses périodiques de l'objet compact par l'étoile centrale. À priori, les études qui ont réalisé des suivis temporels en X d'IGR J16318-4848 n'en n'ont pas révélé ([Jain et al. 2009, Iyer & Paul 2017](#)). Cependant, compte-tenu de la quantité de matière qui s'organise dans le plan équatorial de la source, il est possible que l'objet compact soit en permanence eclipsé par le disque lui-même, rendant la détection d'une éclipse par l'étoile plus difficile.

11.9.3 Dimensions du rebord interne irradié

Dans [Dullemond et al. \(2001\)](#) sont présentés des résultats de modélisations sur plusieurs sources de type Herbig Ae/Be et T-Tauri. D'après l'échantillon étudié, toutes les sources ont un rapport H_{rim}/R_{rim} qui se situe entre 0.09 et 0.30 (voir l'histogramme 11.7). Sur les sept cas présentés en table 11.1, deux convergent vers un rapport H/R supérieur à 0.3. Cependant, compte-tenu de la faible quantité d'informations disponibles sur ce type de source, on estime que ce n'est pas suffisant pour rejeter ces solutions.

11.9.4 Visibilité de l'étoile centrale

La hauteur du rebord interne irradié, l'angle d'inclinaison ainsi que la masse de l'étoile centrale influent sur la portion visible de cette dernière. Il s'avère que seuls les ajustements à 2.4 kpc convergent vers une configuration où une partie de l'étoile est visible. Les autres cas convergent vers des paramètres qui font en sorte que l'étoile est totalement cachée par le rebord interne irradié depuis notre point de vue.

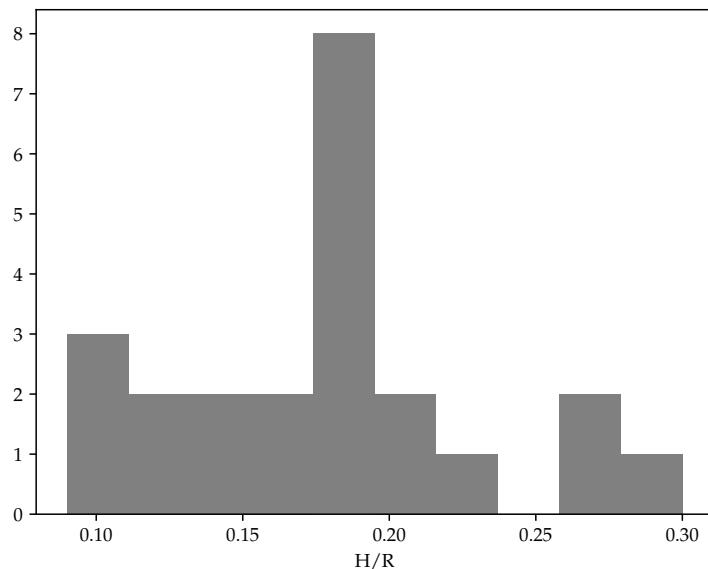


FIGURE 11.7 – Distribution des rapports H/R. Le nombre total de modèles présentés est de 23. *Source: adapté de la table 1 dans [Dullemond et al. \(2001\)](#).*

Même dans les cas où l'étoile est géométriquement visible, le continuum qui nous parvient d'elle est toujours plus faible que la contribution du disque : à 1 μm, elle est au mieux à un ordre de grandeur en-dessous du disque.

11.9.5 Limites du modèle

Le modèle de que nous avons ajusté ici, bien qu'il prenent en compte des effets de projection et d'occultation qui ne sont pas tout à fait triviaux, reste tout de même relativement simple.

En effet, si on prend en compte la hauteur du rebord interne du disque, on ne prend pas en compte celle du reste du disque, qui dans notre approche est parfaitement plat. Les disques astrophysiques ont pourtant bien une hauteur, qui peut fortement varier avec le rayon, avec une distribution de température et de densité tout le long de leur épaisseur. Dans le cas d'une ligne de visée quasi-rasante, le rayonnement qui nous parvient serait fortement affecté par les différentes couches traversées.

Or, dans le cas d'IGR J16318-4848, il existe justement tout un faisceau d'indices qui sont en faveur d'une forte inclinaison. Ainsi, pour modéliser son émission de manière plus pointue, il faudrait ajouter une troisième dimension au disque, ainsi que prendre en compte tous les phénomènes de transfert de rayonnement en chaque couche successive traversée, et ce depuis le rebord interne jusqu'au bord externe du disque.

Cependant, une approche aussi complexe appliquée sur des données non-résolues spatialement sera très limitée. Par exemple, [Hillen et al. \(2015\)](#) utilisent le code de transfert de rayonnement MCMax sur des données interférométriques VLTI/MIDI, acquises sur le disque circumbinaire du système AC Herculis. Mais cela nécessite aussi une connaissance solide des paramètres de l'étoile centrale, et de faire des hypothèses sur la structure et le modèle de poussières à utiliser.

Chapitre 12

Modélisation d'atmosphère stellaire

Cette partie présente un travail additionnel de modélisation réalisé par A. Sander, qui complète notre travail sur la distribution spectrale d'énergie en tentant de regarder l'adéquation d'un modèle d'atmosphère et de vent stellaire sur IGR J16318-4848.

12.1 Le code PoWR

La modélisation d'atmosphère stellaire a été réalisée avec le code d'atmosphère Wolf-Rayet de Potsdam (PoWR). Ce code est adapté aux étoiles massives qui présentent un vent assez important pour finir par chasser totalement leur enveloppe d'hydrogène et ne laissant qu'un cœur d'hélium, formant alors une étoile dite de Wolf-Rayet. Le code permet notamment d'effectuer un calcul de transfert de rayonnement dans l'atmosphère de l'étoile ainsi que dans son vent, pour pouvoir modéliser finement le continuum et les raies formées selon plusieurs paramètres (la température effective, la métallicité, la luminosité, la perte de masse...).

Le code travaille hors équilibre thermodynamique local (NLTE, voir [Hamann & Gräfener 2003](#)) et prend en compte l'effet de rougissement dû à la forte concentration de fer et ses nombreux niveaux d'énergie qui ont tendance à absorber le rayonnement et le réémettre vers des longueurs d'ondes plus grandes ([Gräfener et al. 2002](#)). L'atmosphère est traitée en régime quasi-hydrostatique ([Sander et al. 2015](#)), tandis que le vent est accéléré par le rayonnement de manière à suivre une loi de puissance (eq. 12.1).

$$\nu(r) = \nu_\infty \left(1 - \frac{R^*}{r}\right)^\beta \quad (12.1)$$

PoWR permet de reconstruire le spectre émis par l'étoile et le vent depuis les UVs jusqu'aux infrarouges moyens. Le spectre X-Shooter d'IGR J16318-4848 pourra donc être comparé au spectre synthétique dans son entièreté, bénéficiant de la présence de nombreuses raies dans cette gamme dont le profil théorique pourra être confronté aux observations.

On notera quel si le code PoWR modélise de manière fine l'atmosphère et le vent stellaire, il ne prend pas en compte la présence potentielle de matériel autre présent dans l'environnement de la source. Ainsi, il considère que la quasi-totalité du budget énergétique de la SED provient du couple étoile+vent. Or, nous savons que l'environnement d'IGR J16318-4848 est plus complexe, et que nos observations privilégient le cas où c'est justement le matériel en orbite qui domine la SED en optique/infrarouge.

12.2 Résultats

Les paramètres associés au meilleur ajustement sont disponibles en table 12.1, et on montre l'allure du spectre obtenu en figure 12.1. On présente la reconstruction de trois transitions d'hélium pour deux vitesses de vent différentes (12.2a et 12.2b), ainsi que de la zone contenant la série de Brackett de l'hydrogène (12.3).

Les paramètres qui décrivent l'étoile centrale sont compatibles avec ce que l'on peut s'attendre d'une étoile supergéante B[e], avec notamment une température effective de surface de 20 500 K, du même ordre de grandeur que celle suggérée dans [Filliatre & Chaty \(2004\)](#) et [Chaty & Rahoui \(2012\)](#). Le rayon et la masse de l'étoile rentrent dans la plage de valeurs possibles d'après l'ajustement de la SED (chapitre 11).

T_{eff}^*	20 500 K
$T_{2/3}$	18 200 K
X_H	0.5
R^*	$51 R_\odot$
M^*	$25 M_\odot$
$\log(L/L_\odot)$	5.6
$\log(M)$	-4.8
v_∞	400 km s^{-1}
D_∞	10
v_{mic}	14 km s^{-1}

TABLEAU 12.1 – Paramètre du modèle ajusté avec le code PoWR.

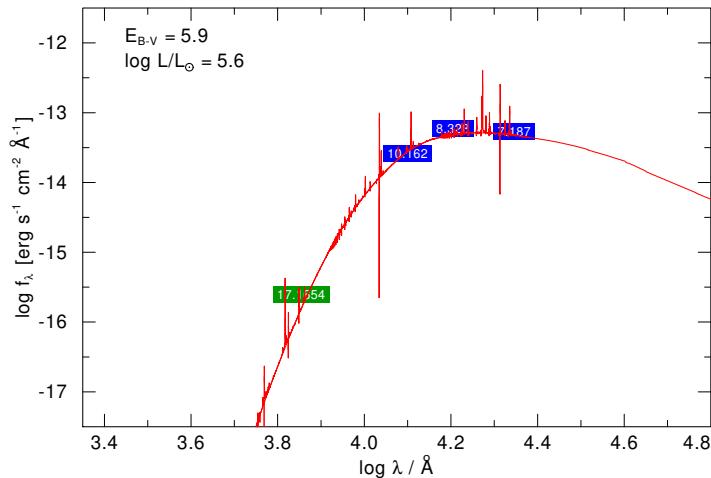
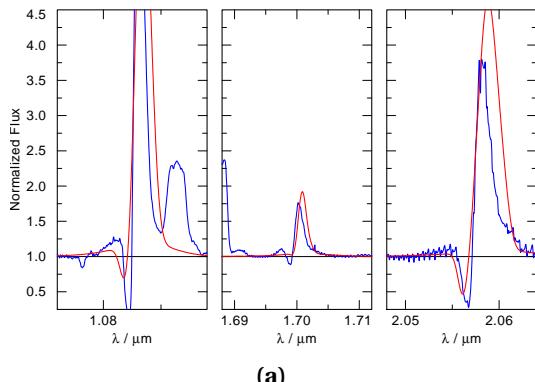
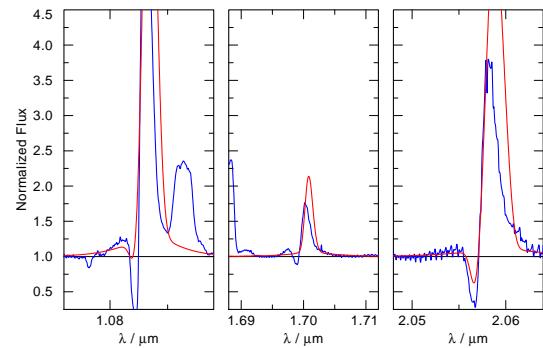


FIGURE 12.1 – SED d'IGR J16318-4848 reproduite par le code PoWR.



(a)



(b)

FIGURE 12.2 – Reconstruction des raies d'hélium. (a) : $v_\infty=400 \text{ km s}^{-1}$, (b) : $v_\infty=300 \text{ km s}^{-1}$. Source : A. Sander

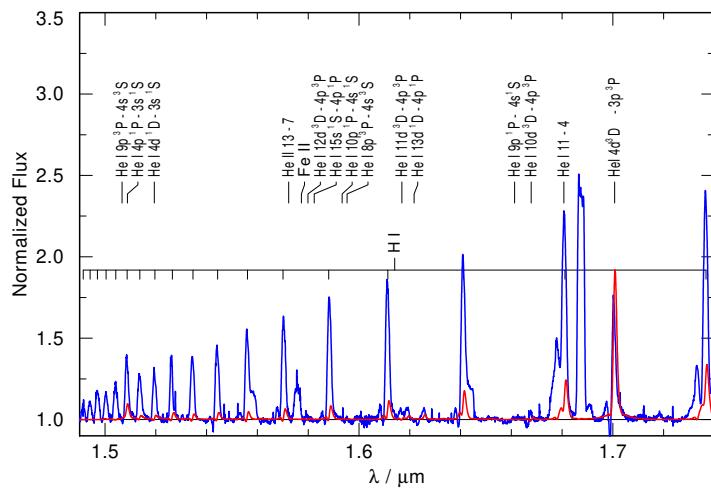


FIGURE 12.3 – Reconstruction de la série Brackett. Source : A. Sander

12.3 Discussions

12.3.1 Raies d'hydrogène

La reconstruction des raies d'hydrogène (12.3) produit systématiquement des transitions moins intenses que dans le spectre observé, avec typiquement un ordre de grandeur de différence entre les deux. De ce fait, ce que nous observons ne semble pas pouvoir provenir -du moins de manière significative- de l'étoile centrale ou du vent stellaire.

C'est tout à fait en accord avec notre analyse du profil des raies d'hydrogène (voir la section 10.5), où le dédoublement des transitions est associé à du matériel en orbite et plus particulièrement au rebord interne irradié du disque. Notre analyse faisait par ailleurs état d'une raie centrale dont l'origine n'a pas été clairement identifiée. Elle pourrait justement être formée dans le voisinage de l'étoile (atmosphère ou vent), et dans ce cas pourrait correspondre aux raies reconstruites par le code PoWR.

Ainsi, il est possible que nous voyons au moins une partie du voisinage de l'étoile centrale. D'après notre ajustement de la SED d'IGR J16318-4848, cela favoriserait plutôt une distance plus faible que 4.9 kpc, car autrement notre modèle ne prévoit pas de configuration géométrique qui nous permette de voir l'étoile centrale.

12.3.2 Raies d'hélium

Les raies d'hélium sont quant à elles remarquablement bien reconstruites (12.2), en tout cas comparé aux raies d'hydrogène. Le code produit un profil de type P-Cygni dont la partie en émission est d'intensité similaire à celle observée. La partie en absorption est moins bien représentée, ce qui peut témoigner de l'environnement plus complexe que prévu par le code.

Cela reste une bonne confirmation du fait qu'on observe un milieu évolué, particulièrement riche en hélium. Ainsi, l'étoile centrale dans IGR J16318-4848 possède probablement des caractéristiques similaires aux étoiles de Wolf-Rayet, et a de ce fait chassé une partie significative de son enveloppe d'hydrogène. Cela rejoint aussi notre mesure d'abondance relative d'hélium (sect. 10.1) qui concluait à la présence d'un environnement évolué.

12.3.3 Vitesse terminale du vent stellaire

Contrairement à notre analyse des profils où l'on pouvait ajuster un profil P-Cygni indépendant sur chaque raie, le code PoWR considère une seule vitesse terminale d'expansion pour l'ensemble du spectre, des transitions et des différents éléments. Le code donne des résultats satisfaisants pour une vitesse à 300 et 400 km s^{-1} , mais il ne semble pas raisonnable de pouvoir contraindre la vitesse plus précisément dans cette plage. Cela reste en accord avec la vitesse dérivée sur les raies d'hydrogène (sect. 10.3) ; nous avions en effet dérivé une vitesse en moyenne plus faible pour les transitions d'hélium.

Conclusion de la quatrième partie

IRG J16318-4848 est la toute première source découverte par le satellite *INTEGRAL* en 2003 ([Courvoisier et al. 2003](#)). C'est une binaire supergéante de type B[e] qui, plus de 15 ans après sa première détection, intrigue toujours la communauté notamment par son obscurcissement démesuré dans les X ainsi que dans le domaine visible. Son excès d'émission en infrarouges est imputé à la présence d'un disque poussiéreux ([Kaplan et al. 2006](#); [Moon et al. 2007](#); [Ibarra et al. 2007](#)) qui pourrait envelopper l'intégralité de la binaire, objet compact compris. Cet objet compact, dont la nature exacte n'est pas encore confirmée, est possiblement entouré d'un cocon local de matière qui cause l'absorption extrême dans les hautes énergies. Absorption qui représente de plus un défi observationnel dans le domaine optique, jusqu'alors inexploré.

Cette partie s'est justement focalisée d'une part sur l'étude d'un spectre allant de l'optique aux infrarouges proches, provenant de l'instrument X-Shooter du VLT. Le but était de voir quelles étaient les informations que l'on pouvait tirer sur l'environnement d'IGR J16318-4848, à la fois grâce à une analyse des profils spectraux identifiés et grâce à la modélisation de sa distribution spectrale d'énergie large bande. Pour cela, nous avons utilisé un spectre *Spitzer* dans les infrarouges moyens ainsi que de points photométriques provenant de *Herschel* dans les infrarouges lointains. De plus, le spectre optique/infrarouge a été modélisé par le code d'atmosphère et de vent stellaire PoWR pour tenter de reproduire les raies spectrales observées.

La spectroscopie d'X-Shooter apporte son lot de nouveautés, tant par la grande gamme spectrale que l'instrument offre que par la résolution des spectres obtenus. Nos données confirment la présence d'un vent équatorial circulant à $\sim 370 \text{ km s}^{-1}$, visible dans le profil P-Cygni que présentent les raies d'hydrogène et d'hélium. Des raies associées au fer montrent un profil en plateau (*flat-topped*) émises directement depuis un vent provenant du disque. Le rebord interne de ce disque, irradié par les rayonnements de l'étoile centrale, émet des raies d'hydrogène qui peuvent être reproduites par un profil en double pic, témoignant de la vitesse orbitale de cette région. La raie de H_α comporte un profil additionnel fin, qui provient potentiellement du vent polaire de l'étoile, vu presque par la tranche. D'autres raies fines, associées à des transitions interdites, prennent leur origine loin dans le disque de poussières.

En ajustant la distribution d'énergie large bande, il résulte que l'étoile supergéante ne contribue que très peu (voir pas du tout) et que le disque est vu presque par la tranche de manière à ce qu'il occulte l'astre central. Cela peut notamment expliquer l'absorption très forte dans le domaine visible. Finalement, c'est le rebord interne du disque qui émet la majorité du rayonnement en optique/infrarouge proche, tandis que le reste du disque, plus froid, domine dans les infrarouges moyens et lointains. D'après notre modèle géométrique, l'objet compact devrait orbiter au sein de la cavité creusée par le vent et le rayonnement stellaire, entre l'étoile et le disque.

La modélisation du spectre X-Shooter par un code d'atmosphère et de vent stellaire montre qu'il est possible que l'étoile supergéante ait ejecté une partie significative de son enveloppe, de manière à avoir une photosphère enrichie en hélium.

Pour aller plus loin, il pourrait être judicieux de faire un suivi temporel d'IGR J16318-4848 sur au moins une orbite (ou idéalement plus!) dans le domaine infrarouge. L'idée serait de constater si les profils spectraux changent avec le temps, sous l'effet de la dynamique orbitale. Cela pourrait par exemple révéler une potentielle ellipticité du disque, ou bien la présence d'une traînée de matière formant un sillon qui accompagne l'objet compact dans son orbite.

L'intégralité des études faites depuis 2003 sur IGR J16318-4848 associées aux observations X-Shooter dont il est question dans cette partie ont permis d'avoir une vision plus précise de l'environnement de cette binaire. Il reste pourtant encore beaucoup de questions en suspend. Déjà, l'origine du matériel circumbinaire n'est toujours pas définie : est-ce qu'il est le rémanent de la formation du système ? A-t-il été alimenté par le premier événement de supernova (si supernova il y a eu...) ? Est-ce que c'est le vent stellaire qui s'est peu à peu accumulé en orbite ? Plus généralement, c'est surtout la question de la contribution de l'évolution de l'étoile centrale contre l'interaction binaire qui est encore mal comprise. La nature de l'objet compact est encore incertaine, et sans

déetecter la moindre pulsation à haute énergie, il est toujours autant possible de trouver une étoile à neutrons qu'un trou noir.

Références

- Allen, D. A., Jones, T. J., & Hyland, A. R. 1985, ApJ, 291, 280 [155](#)
- Bailer-Jones, C. a. L., Rybizki, J., Fouesneau, M., Mantelet, G., & Andrae, R. 2018, The Astronomical Journal, 156, 58 [169](#), [170](#), [171](#), [172](#)
- Barragán, L., Wilms, J., Pottschmidt, K., et al. 2009, A&A, 508, 1275 [168](#), [180](#)
- Bertout, C. & Magnan, C. 1987, A&A, 183, 319 [159](#)
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, ApJ, 345, 245 [152](#), [177](#)
- Chaty, S., Coleiro, A., Servillat, M., Zurita Heras, J. A., & Rahoui, F. 2012, Proceedings of "An INTEGRAL view of the high-energy sky (the first 10 years)" - 9th INTEGRAL Workshop and celebration of the 10th anniversary of the launch (INTEGRAL 2012). 15-19 October 2012. Bibliotheque Nationale de France, 92 [153](#)
- Chaty, S. & Rahoui, F. 2012, The Astrophysical Journal, 751, 150 [146](#), [156](#), [161](#), [168](#), [173](#), [174](#), [175](#), [176](#), [177](#), [180](#), [182](#), [187](#)
- Chiang, E. I. & Goldreich, P. 1997, The Astrophysical Journal, 490, 368 [175](#)
- Chiar, J. E. & Tielens, A. G. G. M. 2006, The Astrophysical Journal, 637, 774 [178](#), [179](#)
- Clark, J. S., Bartlett, E. S., Coe, M. J., et al. 2013, A&A, 560, A10 [164](#)
- Coleiro, A., Chaty, S., Zurita Heras, J. A., Rahoui, F., & Tomsick, J. A. 2013, Astronomy and Astrophysics, 560, A108 [145](#)
- Courvoisier, T. J.-L., Walter, R., Rodriguez, J., Bouchet, L., & Lutovinov, A. A. 2003, IAU Circular, 8063, 3 [145](#), [191](#)
- Cox, N. L. J., Cami, J., Kaper, L., et al. 2014, A&A, 569, A117 [155](#), [156](#), [157](#)
- Dame, T. M., Hartmann, D., & Thaddeus, P. 2001, ApJ, 547, 792 [170](#)
- Dullemond, C. P., Dominik, C., & Natta, A. 2001, ApJ, 560, 957 [146](#), [147](#), [175](#), [176](#), [184](#), [185](#)
- Edwards, S., Cabrit, S., Strom, S. E., et al. 1987, The Astrophysical Journal, 321, 473 [164](#)
- Filliatre, P. & Chaty, S. 2004, The Astrophysical Journal, 616, 469 [146](#), [156](#), [176](#), [182](#), [187](#)
- Fitzpatrick, E. L. 1999, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 111, 63 [178](#)
- Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F. R., & Rossi, B. B. 1962, Physical Review Letters, 9, 439 [145](#)
- Gräfener, G., Koesterke, L., & Hamann, W.-R. 2002, Astronomy and Astrophysics, 387, 244 [187](#)
- Gursky, H., Giacconi, R., Paolini, F. R., & Rossi, B. B. 1963, Physical Review Letters, 11, 530 [145](#)
- Hamann, W.-R. & Gräfener, G. 2003, Astronomy and Astrophysics, 410, 993 [187](#)
- Hillen, M., de Vries, B. L., Menu, J., et al. 2015, Astronomy and Astrophysics, 578, A40 [185](#)
- Hynes, R. I., Clark, J. S., Barsukova, E. A., et al. 2002, Astronomy and Astrophysics, 392, 991 [160](#)
- Ibarra, A., Matt, G., Guainazzi, M., et al. 2007, A&A, 465, 501 [146](#), [174](#), [191](#)

- Iyer, N. & Paul, B. 2017, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 471, 355 [146](#), [147](#), [182](#), [184](#)
- Jain, C., Paul, B., & Dutta, A. 2009, Research in Astronomy and Astrophysics, 9, 1303 [146](#), [184](#)
- Kaplan, D. L., Moon, D.-S., & Reach, W. T. 2006, ApJ, 649, L107 [146](#), [173](#), [191](#)
- Lachaume, R., Preibisch, T., Driebe, T., & Weigelt, G. 2007, A&A, 469, 587 [146](#), [175](#)
- Lindgren, L., Hernández, J., Bombrun, A., et al. 2018, Astronomy and Astrophysics, 616, A2 [170](#)
- Maravelias, G., Kraus, M., Cidale, L. S., et al. 2018, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 480, 320 [162](#), [164](#), [165](#)
- Matt, G. & Guainazzi, M. 2003, MNRAS, 341, L13 [146](#), [168](#)
- Moon, D.-S., Kaplan, D. L., Reach, W. T., et al. 2007, The Astrophysical Journal, 671, L53 [146](#), [153](#), [173](#), [191](#)
- Morales Durán, C., Alfonso Garzón, J., & Freire Ferrero, R. 2006, Lecture Notes and Essays in Astrophysics, 2, 189 [152](#)
- Negueruela, I., Smith, D. M., Reig, P., Chaty, S., & Torrejón, J. M. 2006, The X-ray Universe 2005, 604, 165 [145](#)
- Revnivtsev, M. G., Sazonov, S. Y., Gilfanov, M. R., & Sunyaev, R. A. 2003, Astronomy Letters, 29, 587 [145](#)
- Russeil, D. 2003, A&A, 397, 133 [171](#)
- Sander, A., Shenar, T., Hainich, R., et al. 2015, Astronomy and Astrophysics, 577, A13 [187](#)
- Seriacopi, D. B., Carciofi, A. C., & Magalhães, A. M. 2017, The B[e] Phenomenon : Forty Years of Studies, 508, 109 [166](#)
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, Astronomy and Astrophysics, 500, 33 [175](#)
- Sowers, J. W., Gies, D. R., Bagnuolo, W. G., et al. 1998, The Astrophysical Journal, 506, 424 [145](#)
- Walter, R., Rodriguez, J., Foschini, L., et al. 2003, A&A, 411, L427 [146](#)
- Whittet, D. C. B. & Bowey, J. E. 2003, The Observatory, 123, 320 [178](#), [179](#)

L'article soumis à *The Astrophysical Journal*

DRAFT VERSION DECEMBER 4, 2019
 Typeset using L^AT_EX default style in AASTeX63

Optical and infrared study of the obscured B[e] supergiant high-mass X-ray binary IGR J16318-4848

FRANCIS FORTIN,¹ SYLVAIN CHATY,² AND ANDREAS SANDER³

¹APC, Université Paris Diderot, CNRS/IN2P3, CEA/Irfu, Observatoire de Paris, 10 Rue Alice Domon et Léonie Duquet, 75205 Paris Cedex 13, France

²AIM, CEA, CNRS, Université Paris Diderot, Université Paris-Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

³Armagh Observatory and Planetarium, College Hill, Armagh BT61 9DG, Northern Ireland

ABSTRACT

The supergiant High Mass X-ray Binary IGR J16318-4848 was the first source detected by the *INTEGRAL* satellite in 2003 and distinguishes itself by its high intrinsic absorption and B[e] phenomenon. It is the perfect candidate to study both binary interaction and the environment of supergiant B[e] stars. This study targets the local properties of IGR J16318-4848. We aim to clarify the geometry of this system, and distinguish different key emitting regions in the binary. We provide optical to near-infrared spectra from VLT/X-Shooter and analyse both fine structures of the lines and the broadband spectral energy distribution by adding archival mid-infrared *Spitzer* and *Herschel* data. We also performed a stellar atmosphere and wind modeling of the optical to near-infrared spectrum using the PoWR code. We determine the contribution of the irradiated inner edge of the dusty circumbinary disk, derive the velocity of an equatorial stellar wind, and suggest the compact object orbits within the cavity between the star and the disk. We report on flat-topped lines originating from a spherically symmetric disk wind, along with the first detection of what is likely the polar component of the stellar wind. Stellar atmosphere and wind modeling shows that the central star may have a helium-enhanced atmosphere, likely because of its intense wind shedding part of its hydrogen envelope.

Keywords: infrared: stars - optical: stars, X-rays: binaries, X-rays: IGR J16318-4848, stars: binaries: general

1. INTRODUCTION

Since 2002, *INTEGRAL* (INTERnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory) has been observing the sky looking for gamma-ray sources of various nature. On top of significantly increasing the number of known X-ray binaries, *INTEGRAL* was able to discover a new type of highly obscured supergiant High Mass X-ray Binaries (sgHMXB) as reviewed in [Walter et al. \(2015\)](#). These peculiar binaries host either a neutron star (NS) or a black hole (BH) in orbit around an early type supergiant star. Depending on the configuration of the binary, the compact object can be fed through the intense stellar wind of its giant companion, or by Roche Lobe overflow. The study of such extreme objects is crucial for understanding both the environment of supergiant stars and the products of binary interaction.

IGR J16318-4848 is the first source detected by *INTEGRAL*, and is one of the most absorbed sgHMXB in the Galaxy known to this day. Discovered on January 29, 2003 ([Courvoisier et al. 2003](#)) with *INTEGRAL/IBIS* in the 15–40 keV band, the X-ray column density is so high ($N_{\text{H}} \simeq 2 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$, [Matt & Guainazzi 2003](#), [Walter et al. 2003](#)) that its drops drastically below 5 keV. It is known to be a Galactic persistent X-ray source with recurrent outbursts that last up to ~ 20 days.

[Filliatre & Chaty \(2004\)](#) use optical and nIR spectra to derive an absorption of $A_V = 17.4$ mag, which is far greater than the line of sight value of 11.4, while still a hundred times lower than in X-rays. This leads the authors to suggest a concentration of X-ray absorbing material local to the compact object, and the presence of a shell around the whole binary absorbing optical/nIR wavelengths. The nIR spectrum in [Filliatre & Chaty \(2004\)](#) shows many prominent emission features in the same way CI Cam does, the first HMXB to be detected with an sgB[e] companion. P-Cygni profiles and forbidden [Fe II] lines, also present in the nIR spectrum, are the evidence of a complex and rich environment, local to the binary.

Later, [Kaplan et al. \(2006\)](#) use photometry to show evidence of mid-infrared excess in IGR J16318-4848. The authors find that a ~ 1000 K blackbody can be fit to the mid-IR excess in the spectral energy distribution (SED), and while they could not further characterize the exact nature and amount of the emitting material, they associate it to the presence of warm dust around

Corresponding author: Francis Fortin

the central star. [Moon et al. \(2007\)](#) provide *Spitzer* spectra from 5 to $40\mu\text{m}$ that reveal a rich environment composed of an ionised stellar wind, a lower density region giving birth to forbidden lines, a photodissociated region and a two-component circumstellar dust ($T \gtrsim 700\text{ K}$ and $T \sim 180\text{ K}$). The actual geometry of this component was yet unknown, and if organized spherically around the central star would not contribute significantly to the absorption, meaning a much colder component ($T \lesssim 100\text{ K}$) located at the outermost regions of the binary could be responsible for the extreme extinction. [Rahoui et al. \(2008\)](#) perform photometry on IGR J16318-4848 with VLT/VISIR and reach a similar conclusion, i.e. that warm circumstellar dust is responsible for the MIR excess.

However, [Ibarra et al. \(2007\)](#) suggest that the column density is inhomogeneous and that the circumstellar matter could very well be concentrated in the equatorial plane, seen almost edge-on, hence the very high N_{H} . The outflow might then be bimodal, with a fast polar wind and a slow, dense equatorial outflow.

[Chaty & Rahoui \(2012\)](#) use VLT/VISIR mid-IR along with NTT/SofI and Spitzer spectra to fit the SED of IGR J16318-4848. They report the presence of an irradiated rim around the star at $T_{\text{rim}} = 3500\text{--}5500\text{ K}$ and a warm dust component at $T_{\text{dust}} = 767\text{ K}$ in the outer regions of the binary using models of Herbig AeBe forming stars, which have circumstellar material analogous to IGR J16318-4848.

[Jain et al. \(2009\)](#) suggest a possible 80 d period based on *Swift*-BAT and *INTEGRAL* data. Recently, [Iyer & Paul \(2017\)](#) provide the results of a long-term observation campaign on IGR J16318-4848 with *Swift*/BAT. They derive an orbital period of $80.09 \pm 0.01\text{ d}$. The folded lightcurves reveal two distinct peaks separated by low intensity phases. Several flares are detected, and preferentially happen in the same phase as the main peak, which may indicate that the compact object is crossing a denser and more inhomogeneous medium. There is also a correlation between the intensity of the flares and the time gap between them. This is reminiscent of disk-fed systems, where the material is regularly depleted then restructured.

Table 1. Log of our observations.

Target	Status	RA	Dec	Date	Airmass		Exposure	
		J2000	J2000	(UTC)	Start	End	VIS	NIR
IGR J16318-4848	SCIENCE	16:31:48.41	-48:49:03.54	2012-07-08T01:00:42	1.129	1.108	1200 s	200 s
HD 145412	CALIB	16:13:11.73	-49:53:05.71	2012-07-08T00:26:00	1.156	1.155	5 s	5 s

2. OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

The observations of IGR J16318-4848 and standard star HD145412 were performed in July 2012 at the European Southern Observatory (ESO, Chile) under program ID 089.D-0056 (see summary in Tab. 1). Spectra from 300 to 2480 nm were acquired on the 8-meter Very Large Telescope Unit 2 Cassegrain (VLT, UT2) on three different arms (UVB, VIS and NIR) of the X-Shooter instrument. Because of the high intrinsic absorption of the source, the UVB spectrum only allows to set an upper limit to the flux. According to the phase diagram provided in Fig. 3 in [Iyer & Paul \(2017\)](#), our X-Shooter observations took place at phase 0.944 ± 0.005 , which corresponds to a low-intensity phase in X-rays.

2.1. Optical (UVB, VIS) and near-infrared (NIR) data

Optical (UVB) echelle spectra were obtained through a $0.5'' \times 11''$ slit giving a spectral resolution of $R = 9700$ (31 km s^{-1}) over a spectral range of 300–560 nm with a dispersion of 0.2 \AA per pixel. Four exposures of 300 s were taken, for a total integration time of 1200 s.

Optical (VIS) echelle spectra were obtained through a $0.7'' \times 11''$ slit giving a spectral resolution of $R = 11400$ (26 km s^{-1}) over a spectral range of 533–1020 nm with a dispersion of 0.2 \AA per pixel. Four exposures of 300 s were taken, for a total integration time of 1200 s.

Near-infrared (NIR) echelle spectra were obtained through a $0.6'' \times 11''$ slit giving a spectral resolution of $R = 8100$ (37 km s^{-1}) over a spectral range of 994–2580 nm with a dispersion of 0.6 \AA per pixel. Twenty exposures of 10 s were taken, for a total integration time of 200 s.

All the acquisitions followed the standard ESO nodding pattern. The data reduction was performed with ESOREflex, using the dedicated X-Shooter pipeline. It consists of an automated echelle spectrum extraction along with standard bias, dark and sky subtraction along with airmass correction. Median stacking was used to add individual spectra in order to correct for cosmic rays.

The wavelength calibration was done during the reduction using calibration lamp frames and OH sky lines (NIR). The RMS of the solution is 0.03 Å and 0.09 Å for VIS and NIR spectra respectively.

The spectral response was obtained along with the flux calibration using the standard star spectrum (see 2.2). Telluric absorption features were corrected using Molecfit (Kausch et al. 2015; Smette et al. 2015), a software that fits atmospheric features using a radiation transfer code and various parameters from the local weather.

2.2. Detector response and flux calibration

We use the spectrum of the standard star HD145412 to extract a response curve that allow us to both correct for spectral response and derive a flux calibration. The flux $F_\nu(\nu)$ in the standard star spectrum can be written as follows:

$$F_\nu(\nu) = R_\nu \times \left(F_{feat} + \left(\frac{R^*}{D^*} \right)^2 B_\nu(\nu, T) \right) \times A_\nu \times A_\nu^{atm} \quad (1)$$

where R_ν is the response curve we need to isolate. F_{feat} is the flux of the emission and/or absorption features of the standard star, and $B_\nu(\nu, T)$ its blackbody continuum. R^* and D^* are the radius of the star and its distance, A_ν and A_ν^{atm} are respectively interstellar and atmospheric absorption.

Firstly, A_ν^{atm} is computed by Molecfit. In optical, absorption mainly comes from H₂O vapour and O₂, while CO₂, H₂O and CH₄ dominate in near-infrared.

Secondly, A_ν is computed using the formula in Cardelli et al. (1989) for optical and near-infrared. For HD 145412 we used the following values found in Morales Durn et al. (2006): $A_V = 0.77$ and $R_V = 3.208$.

Thirdly, the term $\left(\frac{R^*}{D^*} \right)^2 B_\nu(\nu, T_{eff})$ is obtained by fitting a blackbody emission to the SED of HD145412, where:

$$B_\nu(\nu, T_{eff}) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(\frac{h\nu}{kT_{eff}} - 1)} \quad (2)$$

The Gaia archives (Collaboration et al. 2018) provides a parallax of 5.48 ± 0.05 mas for HD145412, which corresponds to a distance $D^* = 183 \pm 2$ pc. Using the calibrated photometric points available in the litterature (see Tab. 2), we find a blackbody of temperature $T_{eff} = 8615 \pm 133$ K and radius $R^* = 6.1 \pm 0.1$ R_⊕. Considering the uncertainties of the two parameters T_{eff} and R^* , our flux calibration uncertainty varies from 8% to 4% on the full spectral range (533–2478 nm).

Finally, each individual spectral features F_{feat} of the standard star are fitted with relation to the local continuum and subtracted. These features mostly come from hydrogen series in absorption (Balmer, Paschen and Brackett) and are lorentzian-shaped.

Because of the various residuals of feature fitting (both stellar and atmospheric) and poor signal-to-noise ratio towards the blue part of the spectra, we apply a median filter with a 21 pixel window width to the cleaned response curve. This allows us to obtain a smoother response at small scales while keeping its overall shape. Boundary effects of such filter on the edge of the detectors can be neglected behind signal-to-noise ratio drop at the edges and the coverage of both VIS and NIR arm in the region 994–1020 nm. A normalized version of the final optical (VIS) to near-infrared (NIR) spectrum is shown in Fig. 1. As for UVB, the standard deviation of the data in the middle of the wavelength range (400–475 nm) provides an upper limit on the flux of 4.7×10^{-6} Jy.

3. SPECTRAL FEATURE ANALYSIS

Here we describe the X-Shooter spectrum features, and derive the associated parameters that we will discuss in Sect. 4. The lines are identified using previous studies on IGR J16318-4848 (Filliatre & Chaty 2004) or studies on similar P-Cygni, sgB[e] or even T-Tauri sources (Edwards et al. 1987, Hillier et al. 1998, Hynes et al. 2002, Clark et al. 2013). We mostly detect hydrogen and helium in emission, along with iron and other metals. All the velocity shifts mentioned are given in the heliocentric restframe.

3.1. Hydrogen lines

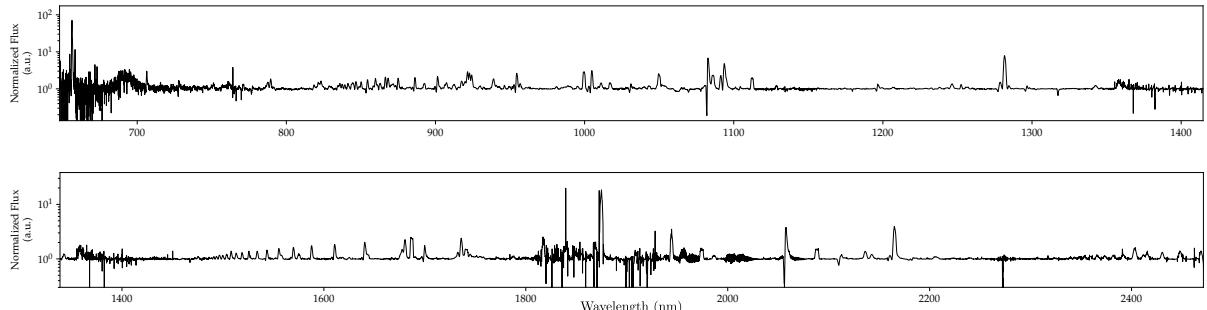
The hydrogen lines are by far the most prominent features in the X-Shooter spectrum. The Paschen, Bracket and Pfund series are visible up to quantum numbers of ~ 20 –25, above which they become too faint and/or blended with one another. Balmer's H_a is also present, however its local background is under the detection limit; all values derived on this line will thus be lower limits. The list of hydrogen lines is available in Tab. 5.

The Paschen and Brackett lines show blueshifted absorption features, which is reminiscent of P-Cygni profiles, although Pfund lines do not show such features. The absorption component does not show a sharp cutoff as expected in a theoretical P-Cygni profile, which may partly due to polluting helium lines (see section 3.2). Fitting the hydrogen P-Cygni profiles with a double-gaussian yields a mean velocity difference between emission and absorption of 264.8 ± 4.3 km s⁻¹. The full-width at half-maximum (FWHM) of the emission component is 340.7 ± 4.5 km s⁻¹ in average, while it is of 204.9 ± 9.4 km s⁻¹ for the absorption

Table 2. Photometric data for HD 145412.

Wavelength (nm)	Flux (Jy)	Flux err. (Jy)	Reference
357.06	2.240	0.245	UVB, Mermilliod 1991 ^a
428.00	6.384	0.088	Tycho ^b
437.81	6.261	0.685	UVB, Mermilliod 1991
534.00	6.889	0.063	Tycho
546.61	6.483	0.709	UVB, Mermilliod 1991
585.76	5.519	0.604	Gaia DR1 ^c
1 235.00	4.595	0.097	2MASS ^d
1 662.00	3.022	0.086	2MASS
2 146.50	2.202	0.183	DENIS ^e
2 159.00	2.079	0.046	2MASS
3 352.60	0.950	0.081	WISE ^f
3 507.51	0.880	0.046	GLIMPSE ^g
4 436.58	0.523	0.023	GLIMPSE
4 602.80	0.565	0.016	WISE
5 628.10	0.356	0.010	GLIMPSE
7 589.16	0.207	0.004	GLIMPSE
8 228.36	0.188	0.004	AKARI ^h
11 560.80	0.088	0.002	WISE
22 088.30	0.030	0.003	WISE

^a: Mermilliod (2006), ^b: Hg et al. (2000), ^c: Collaboration et al. (2016), ^d: Skrutskie et al. (2006), ^e: Epchtein et al. (1999), ^f: Wright et al. (2010), ^g: Churchwell et al. (2009), ^h: Ishihara et al. (2010).

**Figure 1.** Optical to near-infrared X-Shooter spectrum of IGR J16318-4848.

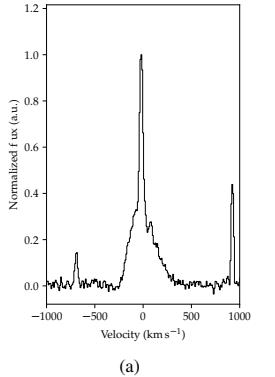
component. The center of the emission line is blueshifted at $-49 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$ in average. Several outliers may impact the estimate of the blueshift because of poor signal-to-noise ratio or a line profile that deviate from a single gaussian (discussed in 4.2); at this point, median statistics may give a more realistic velocity estimate of $-48 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$.

Balmer H α shows a thin emission line on top of a P-Cygni profile. This is highlighted by subtracting the average P-Cygni profile to the H α line (see Fig. 2). The remaining line is then fitted with a single gaussian. We estimate its width at $25.6 \pm 3.3 \text{ km s}^{-1}$, an order of magnitude lower than the other hydrogen lines in the spectrum (see Tab. 5).

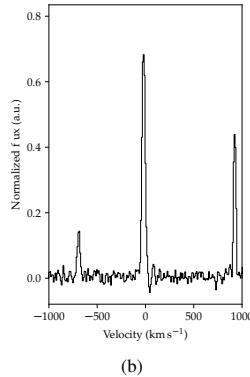
3.2. Helium lines

All helium lines are detected in emission and are atomic He I (see Tab. 6). They show blueshifted absorption features like hydrogen lines. Some He I lines may have extra components on top of the common P-Cygni profile. For instance, He I $\lambda 1700 \text{ nm}$

OPTICAL AND INFRARED STUDY OF IGR J16318-4848



(a)



(b)

Figure 2. Evidence for the double component in H_α . The line is plotted (a): before and (b): after subtracting the average H I P-Cygni profile at a velocity of 264.8 km s^{-1} .

(see Fig. 3.1) and $\lambda 2058 \text{ nm}$ appear to have an extra wide emission component. The P-Cygni emission and absorption components in these transitions are separated by $150 \pm 30 \text{ km s}^{-1}$ in average. The mean FWHM of the emission is $290 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$, while it is $250 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$ for the absorption. The third, wide component can be reproduced by an emission line of width $840 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$. Its center is compatible with the center of the P-Cygni emission line in both $\lambda 1700$ and $\lambda 2058$ transitions.

We also note that every hydrogen line is accompanied by a blueward helium transition (1D-1F0 J2-3). This is crucial since these transitions, on top of having their own P-Cygni profile, lie right next to the absorption components of their corresponding hydrogen line, limiting the accuracy of the profile fit.

The $\lambda 2112 \text{ nm}$ line has a rather particular profile (Fig. 3.1). Given that the median ratio of equivalent width between emission and absorption is 1.6 for helium lines, it is of 1.2 for this particular line, making the P-Cygni absorption stronger in comparison. We note that the emission line is centered at a similar velocity as other helium lines (-119 km s^{-1}). However, we measure a greater P-Cygni velocity at -352 km s^{-1} .

3.3. Metallic lines

3.3.1. Iron flat-topped lines

Lines associated to Fe II (and [Fe II], although much fainter) present a unique, flat-topped profile with narrow symmetrical wings. We show the average Fe II profile in Fig. 4. To fit these lines, we used a model which consists of a rectangle function convolved with a gaussian. All the identified flat-topped lines from Fe II and [Fe II] are listed in Table 9.

For the allowed transitions of Fe II, the average half-width of the rectangle component is $250 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$, and $81 \pm 22 \text{ km s}^{-1}$ for the half-width of the gaussian broadening. The average heliocentric velocity is $-75 \pm 7 \text{ km s}^{-1}$.

For the forbidden transitions [Fe II], the average half-width of the rectangle component is $285 \pm 6 \text{ km s}^{-1}$, and $43 \pm 6 \text{ km s}^{-1}$ for the half-width of the gaussian broadening. The average heliocentric velocity is $-47 \pm 6 \text{ km s}^{-1}$.

3.3.2. Other metals

Forbidden [N II], [O I] and [S II] can be found close to H_α . They all have very small widths ($< 25 \text{ km s}^{-1}$), and their average blueshift is $-32 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$. These two parameters are significantly different from all the others lines visible in the spectrum.

Mg II doublets are found across the optical to near-infrared spectrum, with intensities comparable to helium or even hydrogen lines. They are compiled in Tab. 7. Without taking into account the polluted lines with bad signal, their average FWHM is $339 \pm 40 \text{ km s}^{-1}$, and average blueshift of $-100 \pm 30 \text{ km s}^{-1}$.

3.4. Diffuse interstellar bands

A set of Diffuse Interstellar Bands (DIBs) in X-Shooter spectra are presented in Cox et al. (2014). The authors show a correlation between the equivalent widths of the DIBs with the absorption in the line of sight. We measured the equivalent width of the DIBs we detected in the spectrum of IGR J16318-4848 (see Tab. 5). Our EQW measurements of DIBs are all compatible with $A_V \approx 10.9$ according to the correlation coefficients in Cox et al. (2014) (see comparison in Fig. 6). If we compute the absorption with the relation they derived, we obtain $A_V = 38.6 \pm 2.2$ for $\lambda 1180$ and $A_V = 23.6 \pm 5.6$ for $\lambda 1317$. The first is not a realistic estimation, as the correlation domain does not go above $A_V = 11$ ($E_{B-V} \sim 3.5$) and we suggest it is no longer

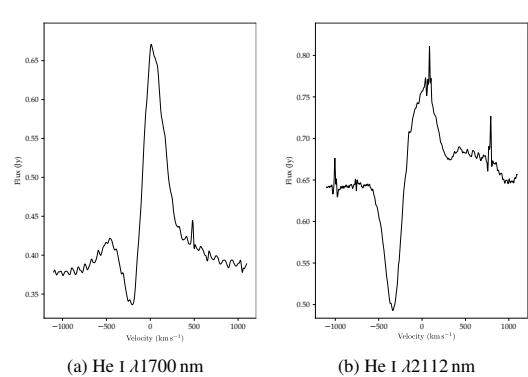
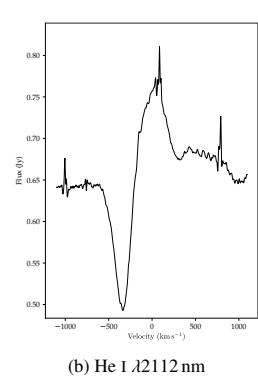
(a) He I $\lambda 1700 \text{ nm}$ (b) He I $\lambda 2112 \text{ nm}$

Figure 3. (a): helium profile with extra broad emission wings. (b): helium profile with strong P-Cygni absorption.

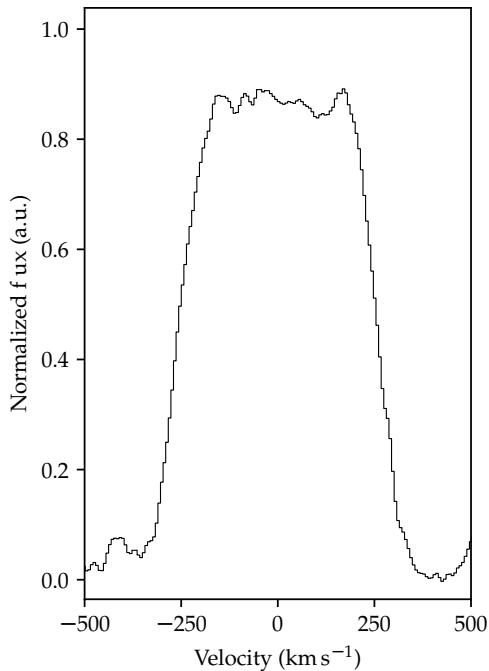


Figure 4. Average flat-top profile of Fe II lines in IGR J16318-4848.

valid at higher absorption values. On the other hand, the value computed for the $\lambda 1180$ transition is more realistic, although the correlation has a single point above $A_V = 11$ and as such the confidence interval is rather large. We note that the value is still compatible with the one derived Chaty & Rahoui (2012) of 18.3 ± 0.4 . However, considering the high uncertainty of the correlation in this domain, we suggest that we cannot improve the estimation of the absorption, and that it is preferable to keep the value at $A_V=18.3$.

4. SPECTRAL FEATURE INTERPRETATION

In this section we use all the information derived from the spectrum and confront it to the previously inferred geometry of IGR J16318-4848 to discuss the origin of the various line profiles.

4.1. Hydrogen to helium abundance ratio

Following the method presented in Allen et al. (1985) to derive the hydrogen to helium abundance ratio, we use the intensity ratio of He I $\lambda 1.7$ and $\lambda 1.2\mu\text{m}$ versus B_{ry} . This method provides a lower limit on the abundance, since it is probing H^+ that recombines into H I (same for helium). With an absorption of $A_V=18.3$ magnitudes, the first ratio He I $\lambda 1.7/B_{\text{ry}}$ gives 0.248 while the He I $\lambda 1.2/B_{\text{ry}}$ ratio provides 0.296. Both measurements are compatible with an evolved environment, as it is at least 3.7 times the solar abundance.

This could very well come from the properties of the birthplace of IGR J16318-4848. Especially, the disc could be at least partly formed from leftover material after the formation of the system. However, the first supernova event could also have fed the medium around the binary with heavy elements. Also, the central supergiant star likely emits a strong wind, that could also participate in enhancing the environment with helium and metals, although the modeling of the stellar atmosphere and wind we present later in section 7 may suggest that the helium mainly comes from the star itself.

4.2. Further investigating the profile of hydrogen lines

Hydrogen lines with sufficient SNR are visibly different from a regular single gaussian profile. This is particularly the case for B_{ry} and H I $\lambda 1.28\mu\text{m}$, which have symmetric distortions around both sides of the emission line.

λ_{DIB} (nm)	λ_{fit} (nm)	FWHM (nm)	EQW (nm)
1069.7	1069.687	0.738	0.13
1078.0	1077.899	0.375	0.07
1179.7	1179.560	0.500	0.09
1317.5	1317.385	0.664	0.24
1780.3	1779.843	1.120	0.07

Figure 5. List of diffuse interstellar bands found in the spectrum of IGR J16318-4848 compared to DIBs found in Cox et al. (2014)

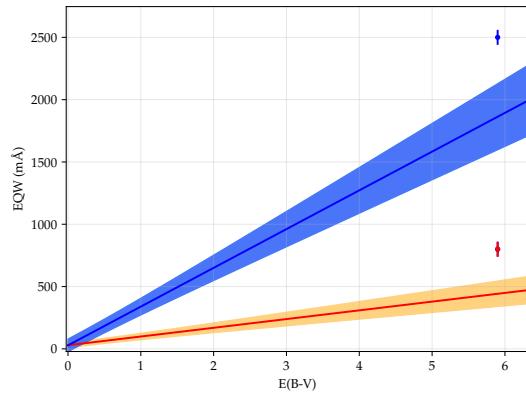


Figure 6. Correlation of the equivalent widths of DIBs with extinction (lines, adapted from Cox et al. (2014)) versus our measurements (dots). Red: $\lambda 1180$, blue: $\lambda 1317$.

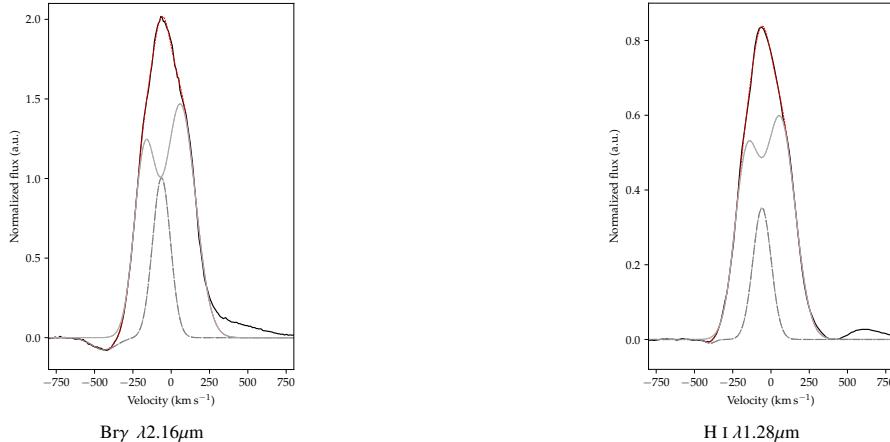


Figure 7. Hydrogen line profiles fitted with a P-Cygni profile on top of a double peaked emission from a keplerian rim. The continuum-subtracted data is in black, the model in red, and the individual components in dotted grey.

In the study of the supergiant A[e] binary HD 62623, Millour et al. (2011) present spectro-interferometric data that is compatible with the Bry line originating from the inner rim of the equatorial dusty disk of the system, which produces a double-peaked profile that probes the orbital velocity of the medium.

We thus fitted a double-peaked emission to the P-Cygni profile of Bry and H I λ (Fig. 7). It is possible to reproduce the data with a double peak, with the condition of adding an extra emission component of lower amplitude centered on the double-peaked profile.

For Bry (Fig. 4.2), the P-Cygni velocity is measured to be $373 \pm 11 \text{ km s}^{-1}$. The double peak is centered at $-69 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$ and separated by $232 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$, which corresponds to an orbital velocity $v\sin(i) = 116 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$. The extra emission component is centered at $-76 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$. Residuals on the red part of the line may correspond to an extra, unidentified line, or may be the wing of the Bry line due to electron scattering.

For H I $\lambda 1.28 \mu\text{m}$ (Fig. 4.2), the P-Cygni velocity is measured to be $340 \pm 12 \text{ km s}^{-1}$. The double peak is centered at $-63 \pm 7 \text{ km s}^{-1}$ and separated by $219 \pm 13 \text{ km s}^{-1}$, which corresponds to an orbital velocity $v\sin(i) = 110 \pm 7 \text{ km s}^{-1}$. The extra emission component

is centered at $-71 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$. Residual on the red part of the line is from an extra helium emission line also presenting a P-Cygni profile.

While the two P-Cygni velocities we derive are not fully compatible, we note that the H I $\lambda 1.28\mu\text{m}$ line might be polluted by yet another line close to the He I emission line, which could explain the notable difference between the two hydrogen P-Cygni profiles. As for the double peak structures, they are compatible and provide a mean orbital velocity of $v\sin(i)=113 \pm 4 \text{ km s}^{-1}$. The center of the double peak structure is located at $-66 \pm 4 \text{ km s}^{-1}$. We note that for both lines, the center of the double-peaked profile is consistent with the center of the extra emission component.

The double-peaked profile and the P-Cygni absorption are features expected in the geometry of IGR J16318-4848, however we have yet to explain the origin of the extra emission component needed to reproduce the data. Because its center is compatible with the one of the double-peaked profile, we would first suggest that it comes from circumbinary material. But it could very well be a coincidence, and in fact originate from the central star, as the maximum orbital velocity amplitude of the star is $6\text{--}30 \text{ km s}^{-1}$ (for a central star of $25\text{--}50 M_{\odot}$ and a compact object of $1.4\text{--}10 M_{\odot}$ in circular keplerian orbit seen purely edge-on).

Concerning the asymmetry of the double-peaked component, we can quantify it by calculating the peak-to-peak amplitude asymmetry defined as $A = |\Delta I|/\bar{I}$, where I is the amplitude of the peaks in which continuum was subtracted. This results in an amplitude asymmetry of $24 \pm 7\%$ for Brγ and $21 \pm 9\%$ for H I $\lambda 1.28\mu\text{m}$.

This asymmetry can either come from a deviation from a circular orbit, or from the interaction between the compact object with the rim, bringing its heated material closer into the central cavity in the form of a wake. One way to pinpoint the origin of the asymmetry would be to observe the line profile change overtime. If the rim is affected by the compact object, then the signal should be modulated by the period of the binary ($\sim 80 \text{ d}$, [Iyer & Paul \(2017\)](#)). If ellipticity is responsible, then the modulation should come from the precession of the circumbinary material, which would be at a longer, superorbital period (see e.g. [Charles & Coe 2003](#)). Although our current spectroscopic data does not allow us to chose one case over another, the results on the broadband spectral energy distribution discussed in Sect. 6 allow cases in which the compact object orbits close enough to the rim so that its gravitational pull is of the same order of magnitude as the central star. This could set up the conditions for the rim to be modulated by the periodic passing of the compact object.

4.3. Origin of the narrow emission lines

As shown by the previous results on SED fitting ([Chaty & Rahoui 2012](#)), the nIR continuum is dominated by the emission of the irradiated rim. In our X-Shooter spectrum, the nIR features are typically broadened at velocities in the order of $\text{FWHM}=250 \text{ km s}^{-1}$, which could be associated to the orbital velocities of the medium around the center of mass. This is the case for all the different elements we identify (H, He, Mg, Fe...), and is further supported by the discussion in section 4.2. However, below 700 nm we find features that are noticeably different, mostly because of their much narrower width, as shown in figure 8.

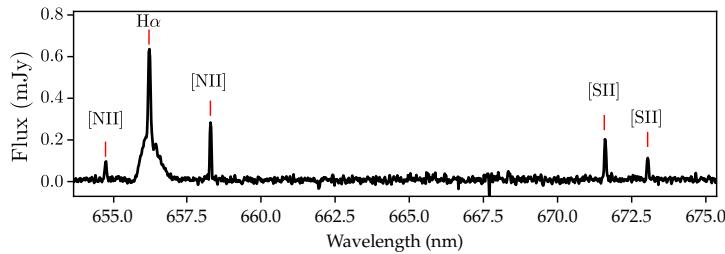


Figure 8. X-Shooter spectrum around the region containing narrow lines, indicated by red ticks.

4.3.1. H_{α} line

The most prominent of these features is the second component of the H $_{\alpha}$ line, which lies on top of a P-Cygni line profile analogous to other H I lines. Its center is shifted at -33 km s^{-1} , and its FWHM is 25.6 km s^{-1} . While the width is definitely much smaller than all the other lines in the spectrum (by a factor ~ 15), we cannot firmly tell if the velocity shift of the line center is significantly different from other hydrogen lines.

In the sgB[e] star RMS 82, [Seriacopi et al. \(2017\)](#) report a slight depolarisation along the H $_{\alpha}$ line compared to its local continuum. This is compatible with the scenario where H $_{\alpha}$ is produced in a large volume around the star, thus suffering less scattering from the star's envelope, hence the lower polarisation.

This rules out the hypothesis that the narrow H_{α} line originates from the central star itself. It cannot originate from orbiting material close to the central star (i.e. the rim), because of the keplerian velocity being much larger than its width. Further away in the disk, where the width of the line could be compatible with the lower keplerian velocity, the medium is too cool and the conditions to form H_{α} are not met. If it were directly produced in the equatorial wind itself, we would expect it to be broadened at $\text{HWHM} \sim v_{p-cyg}$, close to 400 km s^{-1} . We can thus exclude an equatorial origin for this component.

This leaves only the polar wind of the central star, in analogy with the results in [Seriacopi et al. \(2017\)](#). If this is the case, it would suggest that the polar wind is collimated and seen almost edge-on (see discussion in subsection 4.5).

4.3.2. Forbidden metallic lines

Five other narrow lines are found within the range 630–680 nm. We identify them as the forbidden transitions from [O I], [N II] and [S II]. We provide their characteristics in Tab. 8, however because the continuum is under the detection limit in this part of the spectrum, these values should be taken with great caution. Their FWHM are all measured to be less than 25 km s^{-1} , and they are centered at $-31 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$ in average.

We note that the same [O I] and [N II] transitions were identified in another sgB[e] star LHA 115-S 18 ([Clark et al. 2013](#)), while the [S II] lines were not. The significantly narrower profile of these lines indicate that they do not come from the same region as the other, wider lines that come from the rim.

A study from [Edwards et al. \(1987\)](#) report the detection of all the aforementioned forbidden lines in what the authors argue to be the bipolar wind of T-Tauri stars. The authors also refer to a book by [Pottasch \(1984\)](#) in which a relation between the ratio of [S II] and the electron density of the medium is provided. Since the local continuum in our spectrum is not well defined, it is hard to have a good estimate of their equivalent width in IGR J16318-4848. With our data, the ratio $I(673)/I(671)$ is 0.6 ± 0.4 , corresponding to an upper limit in the electron density of $n_e \lesssim 6 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$.

However the presence of similar forbidden lines may be spurious. This is further supported by a recent spectroscopic study on a sample of sgB[e] stars ([Maravelias et al. 2018](#)). The authors report on the profile of forbidden emission lines, one of them being in common with IGR J16318-4848 ([O I] $\lambda 630.0 \text{ nm}$). The analysis reveals double-peaked profiles that indicate they originate from ring-like structures in orbit around the central star; for confirmed binaries, the profiles change over time. We do not resolve the profiles of the forbidden lines in the X-Shooter spectrum of IGR J16318-4848, so we cannot confirm if they indeed show similar structures. But their low velocity shift and width compared to the other lines is compatible with them coming from the equatorial plane of the dusty disk, as long as they originate more than 120–260 au away from the central star, which is the closest keplerian orbit they could have considering their width.

We suggest that high-resolution spectroscopy performed on the forbidden lines and the H_{α} line is necessary to clear up their origin.

4.4. Origin of the flat-topped lines

In [Bertout & Magnan \(1987\)](#), different ways of forming flat-topped lines are discussed, and all concern material in spherical expansion. An optically thin medium for which the turbulent velocity is much smaller than the macroscopic outflow velocity (i.e. the expansion velocity) can generate flat-topped lines. In the case of an optically thick medium, the turbulent velocity has to be much greater than the outflow velocity to form the flat top. In the first case, the half-width of the profile probes the expansion velocity; in the second case it probes the turbulent velocity.

Out of the fifteen iron lines we detect in the spectrum of IGR J16318-4848, twelve are permitted transitions while three are forbidden. The forbidden lines are much fainter than the former; because of that, it is possible that the difference in their characteristics (blueshift, width...) can be attributed to noise rather than an actual intrinsic difference.

Because the forbidden [Fe II] lines are very likely to be optically thin, regular Fe II lines sharing the same properties means the medium itself is thin. This favours the case in which the expanding medium which gives rise to flat-topped lines in IGR J16318-4848 is optically thin, and we can estimate its terminal velocity to be $250 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$. If we associate the broadening of the wings to the orbital motion of the medium emitting the lines, their keplerian distance to a $25-50 M_{\odot}$ central star would be 3.4–6.8 au for a circular orbit.

4.5. Inclination of the system

Several studies on IGR J16318-4848 provide hints towards a very high inclination system, however there is yet to have a quantitative value. According to [Matt & Guainazzi \(2003\)](#), the small Compton reflection component on Fe and Ni K α lines is compatible with the X-ray illuminated material to be in a flat configuration, seen at high inclination. Similarly, [Barragn et al. \(2009\)](#) argue that despite the high N_{H} , no Compton shoulder is required to model the lines in the *Suzaku* spectrum, which

is consistent with a non-spherical and inhomogeneous distribution of the absorbing material. In Chaty & Rahoui (2012), the authors report on additional absorption components from silicates, which could be either due to an inaccurate absorption law or auto-absorption from a circumstellar disk seen edge-on.

In our X-Shooter spectrum, another argument in favor of a high inclination angle comes from the H_{α} line. Its narrow component is likely to come from the polar wind of the central star. The profile shows no sign of deviation from a single gaussian, and its FWHM of 25 km s^{-1} favors a narrow opening angle. Because of the typically high velocity of such winds, a small deviation from an edge-on line of sight should greatly impact the shape of the profile. For a fiducial terminal velocity of 1000 km s^{-1} (order of magnitude in CI Cam polar wind), and considering our resolution of 26 km s^{-1} in optical, we would be able to detect the blue and red components of a double-peaked H_{α} , corresponding to the symmetrical polar wind, if the inclination angle was $\sim 1.5^\circ$ off the edge-on configuration (i.e. $i=88.5^\circ$).

5. DISTANCE AND X-RAY LUMINOSITY

Filliatre & Chaty (2004) estimated the distance to be between 0.9 – 6.3 kpc using the typical bolometric luminosity and temperature of sgB[e] stars. Later, Chaty & Rahoui (2012) used mid-infrared data with VLT/VISIR along with a Herbig Ae/Be model consisting of a hot star ($\sim 20\,000$ K), an irradiated rim ($\sim 5\,500$ K) and a dusty disk (~ 900 K) to derive a distance of 1.6 kpc.

The lack of spectral stellar spectral features in the X-Shooter spectrum hints that the central star may not contribute significantly to the SED in nIR and mIR. The mIR data would thus probe the region where the irradiated rim contributes roughly as much as the outer dusty disk. The sheer size of these emitting regions makes them much brighter than the central star in mIR. This means the aforementioned distance of 1.6 kpc is likely to be underestimated.

5.1. Nearby Star Forming Regions

IGR J16318-4848 is an sgB[e] HMXB, and is thus a young object. It is likely to be located close to a SFR (Star Forming Region), in one of the spiral arms in the line of sight (see e.g. Coleiro & Chaty 2013), as suggested in Filliatre & Chaty (2004).

We used velocity maps from Dame et al. (2001) around the position of IGR J16318-4848 ($l=335.61$, $b=-0.447$) to look for the radial velocity of the spiral arms in the line of sight. Two cuts around the position ($b_1=-0.5$ and $b_2=-0.375$) are available (see Fig. 9). The two cuts show the same three regions with different velocities. We fit each region with a gaussian to derive their central velocity and standard deviation. We found that [1] peaks at $-39 \pm 4.7 \text{ km s}^{-1}$, [2] peaks at $-78 \pm 4.7 \text{ km s}^{-1}$, and [3] at $-115 \pm 6.4 \text{ km s}^{-1}$.

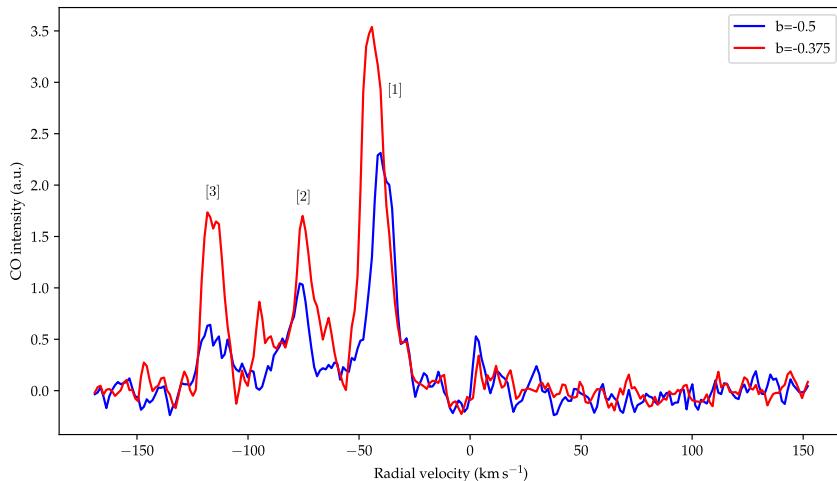


Figure 9. Radial velocities of CO regions from Dame et al. (2001) around the position of IGR J16318-4848.

We then retrieved the on-line data of Russeil (2003) to find the distances of the star forming regions (SFR) we could associate to these regions. Two SFRs are found close to the line of sight. The first lies in the Carina-Sagittarius arm ($l=334.7$, $b=-0.1$) at 2.4 ± 0.3 kpc, has a radial velocity of -33 km s^{-1} and is likely to be associated with region [1] from Fig. 9. The second is in the Scutum-Crux arm ($l=335.9$, $b=0.2$) at 4.9 ± 0.2 kpc, has a radial velocity of -78 km s^{-1} and is associated to region [2].

In terms of angular separation from the SFRs, IGR J16318-4848 is closer to the second (0.7°) than the first (1°); however considering the precision of the SFR coordinates, we reckon the difference in separation cannot be a decisive argument to associate IGR J16318-4848 to any of the two SFRs.

5.2. Finding the best estimator of the radial velocity

Considering the masses of the central star and of the compact object are likely to be between $25\text{-}50 M_\odot$ and $1.4\text{-}10 M_\odot$ respectively, the maximum orbital velocity of the star around the center of mass is 29 km s^{-1} for a circular orbit. If we assume the narrow component of H_α comes from the polar wind of the star, then its shift of -33 km s^{-1} can yield a systemic velocity between -62 and -4 km s^{-1} . Without any prior knowledge of the full radial velocity curve, all the values of systemic velocity are equally probable within this range. We reckon this estimator is rather uncertain, and thus compatible with IGR J16318-4848 being associated to both SFRs [1] and [2].

If we instead consider the velocity shift from the center of the double peaked profile of hydrogen coming from the rim, we can assume that is is not affected by any significant orbital motion around the center of mass other than its keplerian orbit. Thus, it would provide a systemic velocity of $-66 \pm 4 \text{ km s}^{-1}$, which favours an association with SFR [2] at 4.9 kpc.

5.3. Using the latest results from Gaia DR2

IGR J16318-4848 was observed by *Gaia* and appears in the second data release. However, while its proper motion has been successfully measured, the parallax provided in *Gaia* DR2 is negative ($p = -0.5 \pm 0.3 \text{ mas}$). This value cannot be explained by the suggested zero-point systematic of -0.03 mas , and thus cannot be used to derive a distance by simply inverting the parallax.

[Bailer-Jones et al. \(2018\)](#) provides bayesian inferences of distances for *Gaia* DR2 sources using a distance prior that assumes an exponential decrease in the space density of sources in the line of sight, with a length scale that depends on the location in the plane of the sky. This method allows to retrieve a distance estimate even for sources with negative parallaxes. Their method returns a distance for IGR J16318-4848 of $5.2_{-1.8}^{+2.7} \text{ kpc}$, using a length scale of 1.375 kpc. This result is compatible with locating IGR J16318-4848 close to the SFR [2] discussed earlier, at around 4.9 kpc.

The prior was chosen so that it can produce a consistent catalogue of distances over all the *Gaia* sources. However, the authors argue that any additionnal relevant constraint on the distance of a specific source can be used to refine the estimation. We suggest that we can use the two SFRs discussed earlier to produce a custom prior for IGR J16318-4848, and compute a more representative distance estimate.

We base ourselves on the prior used in [Bailer-Jones et al. \(2018\)](#) and use the same length scale as they did for IGR J16318-4848 (1.375 kpc). On top of that, we add two gaussian priors corresponding to the two SFRs in the line of sight, weighted by their separation to IGR J16318-4848 in the plane of the sky. We produce a posterior distribution of the distance probability density shown in Fig. 10.

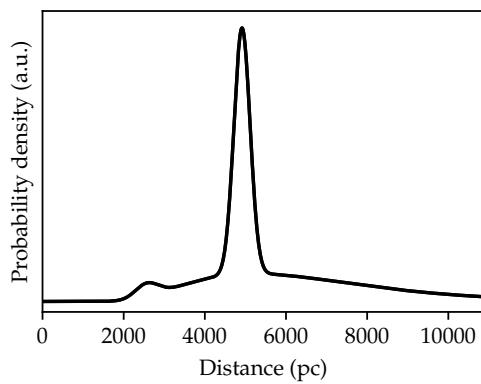


Figure 10. Distance probability density with custom prior for IGR J16318-4848.

The negative *Gaia* parallax measurement makes it very unlikely that the source is located below 3 kpc, even with the added SFR prior at 2.4 kpc. The integration of the distribution around its maximum returns a slightly more constrained distance estimation of $4.9_{-1.5}^{+1.9} \text{ kpc}$.

5.4. X-ray luminosity

Iyer & Paul (2017) compiled the X-ray fluxes (4–11 keV) of IGR J16318-4848 through its orbital phases, obtained by *XMM-Newton*, *Swift*, *ASCA*, *NuSTAR* and *Suzaku*, each fitted by an absorbed power law with an extra Fe-K α emission line. The 4–11 keV flux varies from 2.29 to 11.59×10^{-12} erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$. For an isotropic emission, that would correspond to an X-ray luminosity of $1.5\text{--}8.0 \times 10^{33}$ erg s $^{-1}$ at 2.4 kpc, $0.7\text{--}3.3 \times 10^{34}$ erg s $^{-1}$ at 4.9 kpc, and up to $1.2\text{--}6.4 \times 10^{34}$ erg s $^{-1}$ at 6.8 kpc.

In all of the above cases, this puts IGR J16318-4848 towards the category of low-luminosity HMXBs ($L_X < 4 \times 10^{36}$ erg s $^{-1}$), and is compatible with a wind-fed system.

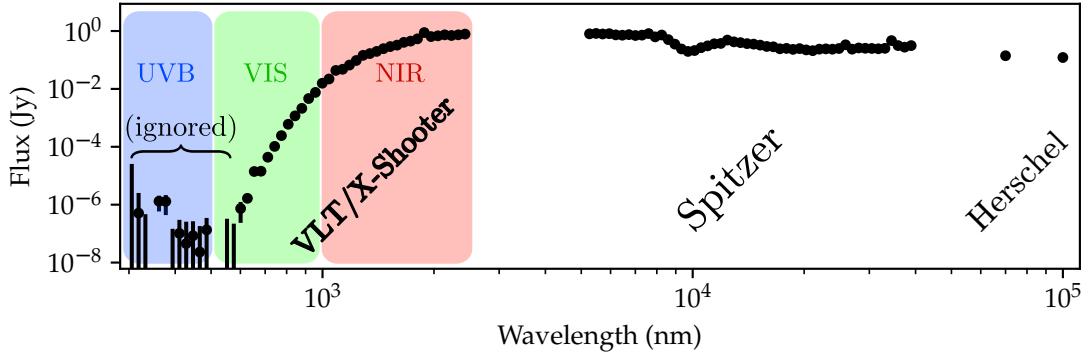


Figure 11. Broadband SED of IGR J16318-4848 obtained from the X-Shooter, *Spitzer* and *Herschel* data.

6. FITTING THE SPECTRAL ENERGY DISTRIBUTION

To complete the X-Shooter data, we retrieved archival *Spitzer* spectra and *Herschel* data to build the broadband spectral energy distribution (SED) from optical to mid-infrared. Because the spectra from X-Shooter and *Spitzer* count more than 100 000 spectral bins in total and we do not fit any synthetic stellar spectra, we binned the data in order to reduce the computing time and smooth out the spectral features. Since the full SED spans over 2–3 orders of magnitude in wavelength, we chose to evenly sample the X-Shooter and *Spitzer* data in the logarithmic space, so that we end up with 50 binned data points for each of the two spectra. We did not bin the *Herschel* data since we only have two data points, at 70 and 100 μ m. This binning of the X-Shooter spectrum allows us to partially overcome the high reddening and recover the signal of the continuum down to 600 nm, as presented in Fig. 11. In the following, all fits ignore the data below this wavelength. We assume that the orbit of the system is circularized, and that the compact object is a $1.4 M_\odot$ neutron star.

6.1. Source model, geometry and absorption

6.1.1. Dusty disk contribution

We use the 2D flat model presented in Lachaume et al. (2007) for the dusty disk, along with the temperature evolution law across the radius $T_{disk}(r)$ at a fixed temperature index q :

$$T_{disk}(r) = T_{in} \left(\frac{r}{R_{in}} \right)^{-q} \quad (3)$$

Its inner radius is set at R_{rim} , where the temperature is $T_{disk}(R_{rim}) = T_{in}$. Its total contribution is the sum of the flux radiated by annuli of radius r and width dr at the temperature $T_{disk}(r)$:

$$F_{v,disk} = \frac{2\pi \cos(i)}{D^2} \int_{R_m}^{R_{out}} r B_v(v, T(r)) dr \quad (4)$$

Following the results in Chaty & Rahoui (2012), we fixed $q = 0.75$ which corresponds to a viscous disk.

6.1.2. Irradiated rim contribution

We consider the inner rim to be a portion of cylinder of uniform temperature T_{rim} . Its effective area depends heavily on the viewing angle, its radius R_{rim} and half-height H_{rim} because of self-occultation; it is calculated using the formula given in Dullemond et al. (2001). The authors define the parameter $\delta = \tan(i) \times H_{rim}/R_{rim}$; if $\delta > 1$ (high inclination, high H_{rim} to R_{rim} ratio), the surface area is given in Eq. 5, and if $\delta \leq 1$ (lower inclination, low high H_{rim} to R_{rim} ratio), the surface area is given by Eq. 6

$$S_{rim} = 2R_{rim}^2 \cos(i) [\delta \sqrt{1 - \delta^2} + \arcsin(\delta)] \quad (5)$$

$$S_{rim} = \pi R_{rim}^2 \cos(i) \quad (6)$$

The total contribution of the irradiated rim is thus given by equation 7.

$$F_{v,rim} = \frac{S_{rim}}{D^2} B_v(v, T_{rim}) \quad (7)$$

6.1.3. Stellar contribution

The central star of radius R^* has a fixed temperature of $T^* = 20\,000$ K, following the same assumption made in Chaty & Rahoui (2012). Its effective area is calculated taking into account the occultation by the rim.

The effective area is obtained considering two different cases, depending on which of R^* or H_{rim} is larger. For readability, we use $\alpha = \frac{\pi}{2} - i$ in the following equations. If $R^* < H_{rim}$, there are three cases to consider. The star is fully visible (low inclination), fully occulted (high inclination) or partially occulted by the rim. Depending on the relative size of the star and the disc, we find the following specific angles:

$$\begin{aligned} \alpha_m &= 2 \arctan \left(\frac{-R_{rim} + \sqrt{H_{rim}^2 + R_{rim}^2 - R_*^2}}{R_* + H_{rim}} \right) \\ \alpha_M &= 2 \arctan \left(\frac{R_{rim} - \sqrt{H_{rim}^2 + R_{rim}^2 - R_*^2}}{R_* - H_{rim}} \right) \end{aligned} \quad (8)$$

If $\alpha \geq \alpha_M$, the star is fully visible and its effective surface is a disk. If $\alpha \leq \alpha_m$, the star is fully occulted by the rim. If $\alpha_m < \alpha < \alpha_M$, the star is partially occulted and its effective surface S^* is determined by:

$$\begin{aligned} h(\alpha) &= R^* - \cos(\alpha) (H_{rim} - R_{rim} \tan(\alpha)) \\ S^* &= R^{*2} \arccos \left(1 - \frac{h(\alpha)}{R^*} \right) - (R^* - h) \sqrt{2 R^* h(\alpha) - h^2(\alpha)} \end{aligned} \quad (9)$$

If $R^* > H_{rim}$, the central star is either fully visible if $\alpha > \alpha_M$ or partially occulted by the rim and the disk if $\alpha < \alpha_M$. In the latter case, the effective area is again obtained with Eq. 9. The stellar contribution is:

$$F_v^* = \frac{S^*}{D^2} B_v(v, T^*) \quad (10)$$

A complete summary of the adopted geometry is shown in figure 12.

6.1.4. Absorption in the line of sight

The latest measurement of the absorption towards IGR J16318-4848 comes from Chaty & Rahoui (2012) at $A_V = 18.3$. As discussed in Sect. 3.4, we are no able to update that value with our current data. To fit the data, all the source functions will be redenned using the formula from Cardelli et al. (1989) for optical/nIR and from Chiar & Tielens (2006) for mIR, taking into account the silicate absorption features at 9.7 and $18\mu\text{m}$.

6.2. Different approaches for SED fitting

For the sake of completion, we will explore the two cases for which IGR J16318-4848 is located at either $D = 2.4$ or 4.9 kpc, corresponding to the SFRs discussed in section 5.1. The model we use to fit the SED is then governed by the following parameters: R^* , T^* , R_{rim} , H_{rim} , T_{rim} , R_{out} , T_{in} , i , D and A_V . We perform the fit with D and A_V fixed. Even then, the problem is highly degenerated and we had to add additional constraints for the fit to converge, which we discuss in the following sections.

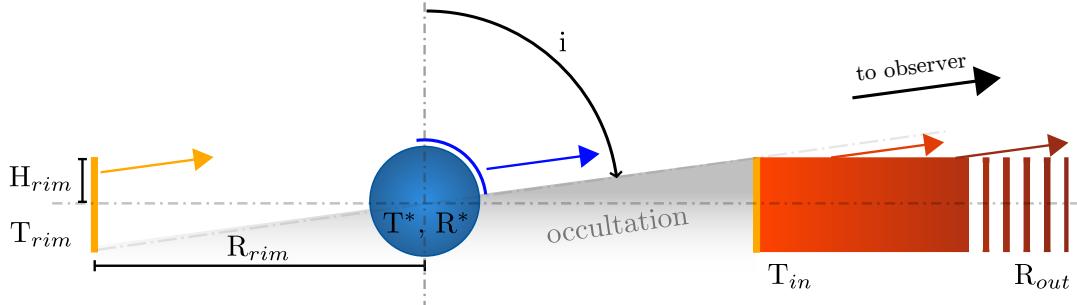


Figure 12. Edge-on view of the adopted geometry for the fit of the SED. The central star is in blue, the irradiated rim in orange and the dusty disk in red. The disk, which probably extends much further to scale, is only shown truncated on the right side for the sake of readability.

6.2.1. Fixing T_{rim} at the dust sublimation temperature

In this section, the rim emission is constrained by the central star. Its temperature is fixed at 1500 K, the dust sublimation temperature. Its covering factor H_{rim}/R_{rim} (H/R hereafter), is a variable and its radius is computed via conservation of stellar flux to match the rim temperature.

In this case, the fit converges towards a star of radius $38 R_\odot \text{ kpc}^{-1}$ independently of the distance chosen, with a temperature of 6600 ± 300 K. The rim covering factor H/R converges towards zero, suggesting the rim has close to zero contribution in the flux. The dusty disk is poorly constrained, with an inner temperature of 800 ± 400 K and an outer radius of 80 ± 70 au kpc^{-1} . The inclination angle is $89.4 \pm 0.9^\circ$, which is degenerated as it is compatible with the disc both contributing to the SED and being completely invisible.

The stellar parameters are by themselves not compatible with the sgB[e] hypothesis, as the stellar temperature is too cool to match an early supergiant star. The absence of any rim contribution is also in contradiction with the results on spectroscopy. This suggests that the central star does not dominate the emission in IGR J16318-4848.

6.2.2. Adding extra constraints from spectroscopy

In this section, we make the hypothesis that the rim dominates the SED in nIR. The parameters of the star are computed from the fitted values of the rim. The equation from Dullemond et al. (2001) that we use to compute the stellar radius is the following:

$$R^* = R_{rim} \left(\frac{T_{rim}}{T^*} \right)^2 \left(1 + \frac{H_{rim}}{R_{rim}} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (11)$$

It corresponds to the conservation of radiative flux from the star to the rim, assuming the entire flux received by the rim is used to heat it. The last term in the equation takes into account the self-irradiation of the rim, which becomes more important as its height becomes larger.

The stellar temperature is fixed at 20 000 K as suggested in previous studies (Filliatre & Chaty 2004; Chaty & Rahoui 2012). We also note that this temperature is compatible with the models from Vink (2018) that predict slow wind velocities ($v \lesssim 500 \text{ km s}^{-1}$) for supergiant stars cooler than 21 000 K, which is the case for the wind of IGR J16318-4848.

The stellar radius will be determined by the fitted temperature, radius and width of the rim. In this case, the rim contribution is degenerated since three parameters influence its effective area of emission. Thus, we use spectroscopy results on the orbital velocity of the rim to constrain its absolute radius assuming a circular keplerian orbit.

We retrieve the average projected orbital velocity $v_r \sin(i) = 113 \text{ km s}^{-1}$ from the double-peaked profiles identified in section 4.2. Given a central mass (i.e. the stellar mass plus the compact object), we can derive a spectroscopic radius of the rim for a certain

inclination angle. If we make the hypothesis that the compact object orbits within the cavity, it provides a minimum central mass so that the spectroscopic rim radius is higher than the compact object orbit:

$$M_{min} = \frac{Pv_r^3 \sin^3(i)}{2\pi G} \quad (12)$$

with P the orbital period of the compact object and v_r the orbital velocity of the rim. In the extreme case of a purely edge-on view, the rim orbital velocity of 113 km s^{-1} gives an absolute minimal central mass of $12 M_\odot$. Below that, the rim orbits closer to the star than the compact object.

Then, for higher central masses, the lowest inclination angle that is compatible with the previous orbit considerations is:

$$\sin(i_{min}) = v_r \left(\frac{P}{2\pi GM} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (13)$$

The central mass should not be much higher than $50 M_\odot$. For the compact object to orbit within the cavity, the rim orbital velocity measurement implies a minimum inclination angle of $i_{min} = 49^\circ$. As IGR J16318-4848 is expected to be wind-fed, this provides a lower limit on the inclination during the fit.

6.2.3. Results

The numerical results of the fit are presented in Tab. 3 for various distance value, spanning from 2.4 to 6.8 kpc. We illustrate the modeled SEDs in Fig. 16 and 17 for 2.4 and 4.9 kpc only, as the 3.4 and 6.8 kpc cases cannot be distinguished from the 4.9 kpc SED.

The primary result comes from the fact that all the fits we performed converge to a rim temperature of $T_{rim} = 6740 \pm 210 \text{ K}$, and an inner disk temperature of $T_{in} = 1374 \pm 47 \text{ K}$.

Considering the period of $80.09 \pm 0.01 \text{ d}$, the orbit of the compact object ranges from 1.06 au (at $M^* = 25 M_\odot$) to 1.34 au ($50 M_\odot$). From our fit results, this places the compact object within the cavity in between the central star and the rim. This further supports, along with the low X-ray luminosity (5.4), that IGR J16318-4848 is a wind-fed system.

We note that for a source located at 2.4 kpc, the fit converge towards an inclination angle that is off from an edge-on view only by a few degrees, in compatibility with our assumption that H_α comes from the polar wind of the central star (Sect. 4.5). However, this configuration allows a geometry that makes the central star visible, and emit a continuum that is a hundred to a thousand times fainter than the continuum emitted by the irradiated rim at $1\mu\text{m}$.

As for the case of 4.9 kpc, the inclination can deviate significantly from an edge-on configuration if the central mass is too low; however this implies a greater height for the rim, which makes the ratio H/R grow outside the range of expected values (0.1–0.3, Dullemond et al. 2001). Thus, we suggest that a reasonable lower limit for the inclination of IGR J16318-4848 is $i_{min}=76^\circ$, which is obtained when fitting a $25 M_\odot$ star at 4.9 kpc. In this configuration, the geometry of the circumbinary material does not allow the star to be visible.

For the furthest distance estimate of 6.8 kpc, the fit converges towards very high values of H/R (≥ 0.8) for a $25 M_\odot$ star and the rest of the parameters are not properly constrained.

Overall, the SED modeling tends to favorise higher central masses because it would otherwise imply a too large H/R ratio, except if the source is close enough. We reckon that a lower limit for the inclination is 76° , but the best-fitting cases return a higher inclination in the range $86\text{--}88^\circ$, which agrees with the conclusion we draw from the polar wind H_α line. We note that in all cases, the inclination is high enough to allow the compact object to orbit in the cavity. This further supports that IGR J16318-4848 is a wind-fed system.

7. MODELING THE STELLAR ATMOSPHERE AND WIND

7.1. The PoWR model

Stellar atmosphere modelling was performed using the Potsdam Wolf-Rayet (PoWR) model atmosphere code. This code solves the comoving-frame radiative transfer together with the solution of the population numbers and the temperature stratification in full non-LTE (e.g. Hamann & Grfener 2003). It fully accounts for iron-line blanketing (Grfener et al. 2002) and optically thin densityinhomogeneities ("microclumping", Hamann & Koesterke 1998). The quasi-hydrostatic part is treated self-consistently (Sander et al. 2015), while a β -law is assumed in the supersonic domain. PoWR models provide a stellar atmosphere stratification as well as an emergent spectrum over a wide wavelength range, from the (E)UV to the mid-IR.

7.2. Results of the modeling

In our Fig. 13 we show the overall spectral energy distribution (SED) obtained with the model compared to the available *Gaia* and JHK photometry. Moreover, Figs. 14, 7.3 and 7.3 highlight selected parts of the normalized model spectrum compared to the available observation to illustrate the contribution of the star to the hydrogen emission lines and prominent P-Cygni lines formed in the stellar wind. We note that we were not able to reproduce the flat-topped Fe II lines with this code. In Table 4 we present the best-fitting parameters returned by the model.

The PoWR model results show P-Cygni profiles for hydrogen lines, however we are unable to reproduce their intensity as shown in Fig. 14. We do recover the intensity for the helium emission lines, but the P-Cygni absorption is usually weaker than what the observation shows (Fig 15). According to these results, we infer that the terminal velocity of the wind can be reasonably constrained between 300 and 400 km s⁻¹.

7.3. Discussion

We note that in this first approach at SED modeling with the PoWR code, we considered that the radiation mainly come from the star which, considering the previous discussions, might not be totally correct. However, we reckon it brings interesting results especially concerning the reproduction of line profiles.

The terminal velocity of the wind inferred with the model atmosphere is in agreement with the one derived in Sect. 4.2. Concerning the hydrogen lines, the fact that we are not able to reproduce them correctly tends to confirm that the main source of these transitions is neither the central star nor the wind, but rather the irradiated rim (as discussed in 4.2).

We suggest that the hydrogen lines produced by the PoWR code can be attributed to the extra central line discussed in section 4.2 for which we previously failed to identify the nature, and in fact come from the vicinity of the central star. Also, this would indicate that the line of sight allows us to see at least part of the central star. However, our SED modeling does not allow us to see the star if it is located at 4.9 kpc. This may suggest that the source is closer, or that our geometrical model is not entirely accurate.

As for the helium lines, the stellar atmosphere and wind modeling reproduce their overall profile rather well. The P-Cygni absorption is still slightly more difficult to fully recover, probably because of the complex circumbinary environment in the line of sight that is not taken into account during the modeling (i.e. the dusty disc). Most of the helium lines are still much better reproduced than hydrogen in terms of intensity, width and P-Cygni absorption with the PoWR code. This result might indicate that the central star has blown off part of its hydrogen envelope through intense stellar wind. As such, the photosphere might be enhanced in helium and the circumbinary medium might have been partly formed from that wind, hence the intense hydrogen emission lines from the irradiated rim. Following the discussion in section 4.1, this rather suggest an intrinsic origin for the enhanced He/H ratio.

Despite calculating outwards to $10^5 R^*$, the PoWR model could not reproduce any of the flat-topped Fe II lines. While this would support the hypothesis that these transitions do not arise from the star nor its wind but from the circumbinary disk, it may also be due to the fact that some of the strongest Fe II lines ($-c3F$ levels, see table 9) are not covered in the code's underlying atomic data.

The mass and radius of the central star recovered from the PoWR code are compatible with the SED fit that we performed. However, the mass is on the lower end of our estimations, and our fit at $25 M_\odot$ converges towards a rim height to rim radius ratio that is higher than the expected range. The effective temperature of the photosphere T_{eff}^* of 20 500 K was motivated by the value of 20 000 K suggested in [Filliatre & Chaty \(2004\)](#) and [Chaty & Rahoui \(2012\)](#).

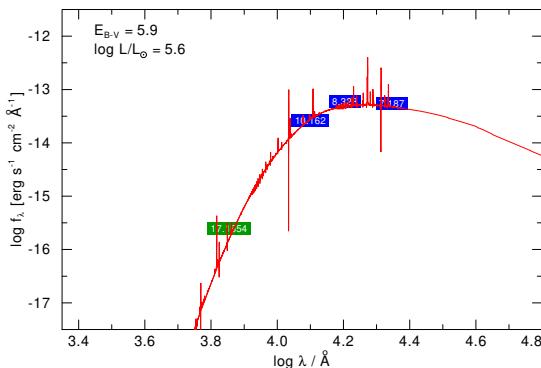
8. PARALLELS WITH OTHER SGB[E]HMXBS

The first sgB[e]HMXB to be identified is CI Cameopardis (CI Cam hereafter), and it was extensively studied since its discovery ([Smith & Remillard 1998](#)). While both systems show different behaviors, we reckon the comparison with IGR J16318-4848 is relevant as these binaries might be of very similar nature or correspond to different phases of the same evolutionary path. [Bartlett et al. \(2019\)](#) use recent *Swift*/XRT observations of CI Cam spanning ~ 150 d and suggest a variability timescale between 75–100 d, the same order of magnitude as the orbital period of 80 d derived for IGR J16318-4848 by [Iyer & Paul \(2017\)](#). [Robinson et al. \(2002\)](#) suggest the presence of a high-velocity outflow (1000–2500 km s⁻¹) associated to a polar outflow seen almost pole-on ([Hynes et al. 2002](#)). [Bartlett et al. \(2019\)](#) derive a column density of 6×10^{22} – 2×10^{24} cm⁻², which reaches the estimated column density values of IGR J16318. However, the dust extinction in CI Cam only reaches up to $A_V=4$ mag ([Hynes et al. 2002](#)), much lower than the extinction for IGR J16318 ($A_V=18.3$, [Chaty & Rahoui 2012](#)). It is possible that this difference only comes from the viewing angle of those systems, which is inferred to be almost pole-on for CI Cam and almost edge-on for IGR J16318. Both having N_h values much higher than their optical interstellar absorption suggest both have an absorbing medium local to the accretion region, i.e. around the compact object. The much higher A_V in IGR J16318 compared to CI Cam would be

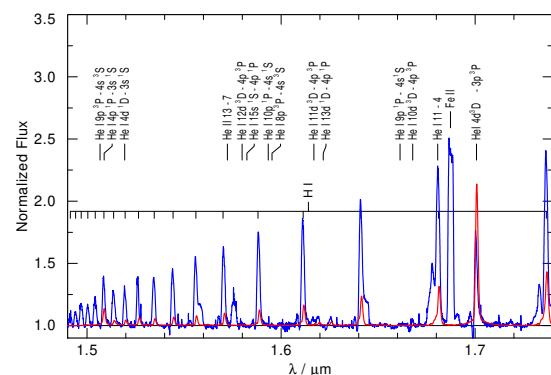
Table 3. Results of the fit of the SED, with the rim radius constrained by spectroscopy.

Mass (M_{\odot})	H/R	R_{out} (au)	i (deg)	$R^*(R_{\odot})$	R_{rim} (au)
2.4 kpc					
25	0.19±0.01	110±50	87.07±0.02	38.7±0.2	1.74±0.01
50	0.11±0.01	200±100	89.298±0.005	80.5±0.4	3.47±0.01
4.9 kpc					
25	0.40±0.02	100±50	76±1	33.8±0.1	1.64±0.01
50	0.18±0.01	200±100	86.93±0.02	77.8±0.3	3.46±0.01
3.4 kpc					
25	0.33±0.01	110±50	84.0±0.3	36.4±0.2	1.72±0.01
50	0.27±0.01	200±100	88.53±0.08	75.4±0.3	3.47±0.01
6.8 kpc					
25	<i>converges to unrealistic parameters</i>				
50	0.22±0.01	200±100	83.97±0.04	75.8±0.5	3.44±0.01

$T_{rim} = 6700 \pm 200$ K, $T_{in} = 1370 \pm 50$ K.

**Figure 13.** Comparison of the computed SED from the PoWR code with available photometric data.**Table 4.** Best-fitting parameters for the PoWR model.

T_{eff}^*	20 500 K
$T_{2/3}$	18 200 K
X_H	0.5
R^*	51 R_{\odot}
M^*	25 M_{\odot}
$\log(L/L_{\odot})$	5.6
$\log(\dot{M})$	-4.8
v_{∞}	400 km s ⁻¹
D_{∞}	10
v_{mic}	14 km s ⁻¹



due to the presence of the equatorial circumbinary disc in the line of sight. Another notable feature in both sgB[e] systems is the presence of Fe II flat-topped lines in their optical to infrared spectrum. However, while these profiles are present in quiescence for IGR J16318-4848, they were only observed in CI Cam during its 1998 outburst; instead, in quiescence, the profiles were shown to be double-peaked (or with a central depression, Hynes et al. 2002). This could stress on a significant difference between the two binaries, as CI Cam only displays a spherically symmetric outflow during outburst and returns to an axisymmetric state in quiescence, while IGR J16318-4848 has no record of such behavior as the iron outflow persists in spherical symmetry. Another difference lies in the projected velocity of the expanding medium, which was measured to be 32 km s^{-1} in CI Cam (Robinson et al. 2002) and $250 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$ in IGR J16318-4848 (this study), about an order of magnitude higher.

9. CONCLUSION

We presented spectroscopy performed on IGR J16318-4848, with unprecedented resolution and coverage towards the optical band. With the analysis of spectral features, and the modeling of the broadband SED using archival *Spitzer* and *Herschel* data, we obtain the following results:

1. The inclination of the system is higher than 76° , and reaches up to $86\text{--}88^\circ$ for the best-fitting models.
2. Based on SFR associations and the second data release of *Gaia*, we infer the distance to IGR J16318-4848 to be $4.9_{-1.5}^{+1.9} \text{ kpc}$.
3. We confirm the presence of P-Cygni profiles in H I and He I lines that likely probe the equatorial wind of the central star expanding at velocities up to 370 km s^{-1} .
4. H I lines with sufficient SNR can be reproduced by a double-peaked profile originating from the orbital motion of the rim at $v_{\text{r},\sin(i)} = 113 \pm 4 \text{ km s}^{-1}$.
5. We detect previously identified Fe II and [Fe II] lines in emission, and resolve their profile to be flat-topped. This indicates they originate from an optically thin medium undergoing spherical expansion at $250 \pm 20 \text{ km s}^{-1}$. If their wing broadening comes from orbital motion, it would locate the origin of the wind at $3.4\text{--}6.8 \text{ au}$ away from the central star, meaning the iron lines form in a disk wind from the dusty equatorial disk.
6. The H_α line has an extra narrow component which, given the high inclination, can be associated to a fast polar wind seen almost edge-on.
7. Optical forbidden lines from [O I], [N II] and [S II] display narrow profiles that suggests they originate far away in the dusty disk ($120\text{--}260 \text{ au}$, or $700\text{--}740 \text{ R}^*$).
8. The irradiated rim temperature is fitted to be $T_{\text{rim}} = 6740 \pm 210 \text{ K}$, and the temperature of the inner viscous disk is $T_{\text{in}} = 1374 \pm 47 \text{ K}$.
9. In the case the compact object is a $1.4 M_\odot$ neutron star, it is likely to orbit within the central cavity. Adding the low X-ray luminosity we derived, this would suggest the system is wind-fed. However, we do not rule out tidal interactions between the compact object and the inner disc.

We also performed stellar atmosphere and wind modeling of the X-Shooter optical to near-infrared spectrum with the PoWR code. The results are overall in good agreement with the observations, and indicate that the central star might have shed a good portion of its hydrogen envelope through stellar wind, enhancing its surface in helium.

IGR J16318-4848 is one of the most absorbed of the supergiant B[e] X-ray binaries in the Galaxy. It has a very complex and dynamical environment that is challenging to observe and interpret. While we managed to draw a clearer picture of its local medium, there is yet to have an unambiguous explanation for the origin of the circumbinary material, which is one of the many exotic features of this source: is it mainly due to the natural evolution of the massive companion, or does it result from binary interaction?

ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported by the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES), based on observations obtained with MINE –Multi-wavelength INTEGRAL NEtwork–. SC is also grateful to the LabEx UnivEarthS for the funding of Interface project Galactic binaries towards merging . This publication makes use of VOSA, developed under the Spanish Virtual Observatory project supported from the Spanish MICINN through grant AyA2011-24052; of NASAs Astrophysics Data System Bibliographic

Services, operated by the Smithsonian Astrophysical Observatory under NASA Cooperative Agreement NNX16AC86A; of data from the European Space Agency (ESA) mission *Gaia* (<https://www.cosmos.esa.int/gaia>), processed by the *Gaia* Data Processing and Analysis Consortium (DPAC, <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>). Funding for the DPAC has been provided by national institutions, in particular the institutions participating in the *Gaia* Multilateral Agreement. A. A. C. Sander would like to thank STFC for funding under grant number ST/R000565/1.

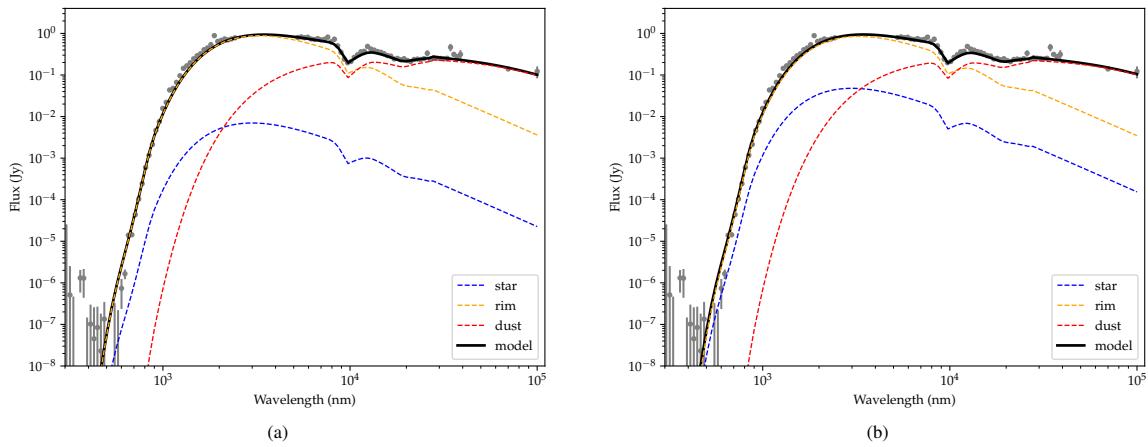
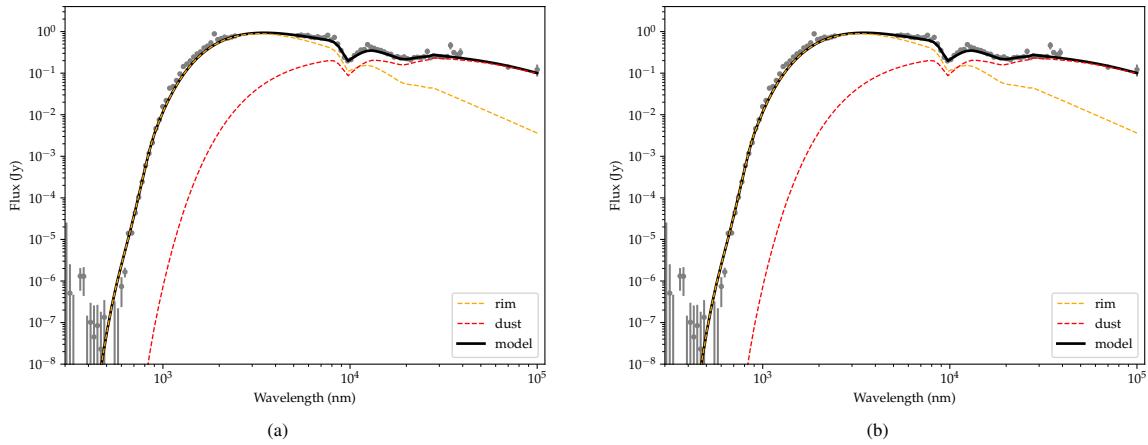
REFERENCES

- Allen, D. A., Jones, T. J., & Hyland, A. R. 1985, ApJ, 291, 280, doi: [10.1086/163066](https://doi.org/10.1086/163066)
- Bailer-Jones, C. a. L., Rybizki, J., Fouesneau, M., Mantelet, G., & Andrae, R. 2018, The Astronomical Journal, 156, 58, doi: [10.3847/1538-3881/aacb21](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aacb21)
- Barragn, L., Wilms, J., Pottschmidt, K., et al. 2009, A&A, 508, 1275, doi: [10.1051/0004-6361/200810811](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200810811)
- Bartlett, E. S., Clark, J. S., & Negueruela, I. 2019, Astronomy and Astrophysics, 622, A93, doi: [10.1051/0004-6361/201834315](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201834315)
- Bertout, C., & Magnan, C. 1987, A&A, 183, 319. <https://ui.adsabs.harvard.edu/#abs/1987A&A...183..319B/abstract>
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, ApJ, 345, 245, doi: [10.1086/167900](https://doi.org/10.1086/167900)
- Charles, P. A., & Coe, M. J. 2003, arXiv e-prints, astro. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2003astro.ph..8020C/abstract>
- Chaty, S., & Rahoui, F. 2012, The Astrophysical Journal, 751, 150, doi: [10.1088/0004-637X/751/2/150](https://doi.org/10.1088/0004-637X/751/2/150)
- Chiar, J. E., & Tielens, A. G. G. M. 2006, The Astrophysical Journal, 637, 774, doi: [10.1086/498406](https://doi.org/10.1086/498406)
- Churchwell, E., Babler, B. L., Meade, M. R., et al. 2009, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 121, 213, doi: [10.1086/597811](https://doi.org/10.1086/597811)
- Clark, J. S., Bartlett, E. S., Coe, M. J., et al. 2013, A&A, 560, A10, doi: [10.1051/0004-6361/201321216](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321216)
- Coleiro, A., & Chaty, S. 2013, The Astrophysical Journal, 764, 185, doi: [10.1088/0004-637X/764/2/185](https://doi.org/10.1088/0004-637X/764/2/185)
- Collaboration, G., Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2016, Astronomy and Astrophysics, 595, A2, doi: [10.1051/0004-6361/201629512](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629512)
- . 2018, Astronomy and Astrophysics, 616, A1, doi: [10.1051/0004-6361/201833051](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833051)
- Courvoisier, T. J.-L., Walter, R., Rodriguez, J., Bouchet, L., & Lutovinov, A. A. 2003, IAU Circular, 8063, 3. <https://ui.adsabs.harvard.edu/#abs/2003IAUC.8063....3C/abstract>
- Cox, N. L. J., Cami, J., Kaper, L., et al. 2014, A&A, 569, A117, doi: [10.1051/0004-6361/201323061](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201323061)
- Dame, T. M., Hartmann, D., & Thaddeus, P. 2001, ApJ, 547, 792, doi: [10.1086/318388](https://doi.org/10.1086/318388)
- Dullemond, C. P., Dominik, C., & Natta, A. 2001, ApJ, 560, 957, doi: [10.1086/323057](https://doi.org/10.1086/323057)
- Edwards, S., Cabrit, S., Strom, S. E., et al. 1987, The Astrophysical Journal, 321, 473, doi: [10.1086/165646](https://doi.org/10.1086/165646)
- Epcplein, N., Deul, E., Derriere, S., et al. 1999, VizieR Online Data Catalog, II/240. <https://ui.adsabs.harvard.edu/#abs/1999yCat.2240....0E/abstract>
- Filliatre, P., & Chaty, S. 2004, The Astrophysical Journal, 616, 469, doi: [10.1086/424869](https://doi.org/10.1086/424869)
- Grfener, G., Koesterke, L., & Hamann, W.-R. 2002, Astronomy and Astrophysics, 387, 244, doi: [10.1051/0004-6361:20020269](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20020269)
- Hamann, W.-R., & Grfener, G. 2003, Astronomy and Astrophysics, 410, 993, doi: [10.1051/0004-6361:20031308](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20031308)
- Hamann, W.-R., & Koesterke, L. 1998, Astronomy and Astrophysics, 335, 1003. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1998A%26A...335.1003H/abstract>
- Hillier, D. J., Crowther, P. A., Najarro, F., & Fullerton, A. W. 1998, Astronomy and Astrophysics, 340, 483. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1998A%26A...340..483H/abstract>
- Hynes, R. I., Clark, J. S., Barsukova, E. A., et al. 2002, Astronomy and Astrophysics, 392, 991, doi: [10.1051/0004-6361:20020979](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20020979)
- Hg, E., Fabricius, C., Makarov, V. V., et al. 2000, Astronomy and Astrophysics, 355, L27. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2000A%26A...355L..27H/abstract>
- Ibarra, A., Matt, G., Guainazzi, M., et al. 2007, A&A, 465, 501, doi: [10.1051/0004-6361:20066225](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066225)
- Ishihara, D., Onaka, T., Kataza, H., et al. 2010, Astronomy and Astrophysics, 514, A1, doi: [10.1051/0004-6361/200913811](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200913811)
- Iyer, N., & Paul, B. 2017, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 471, 355, doi: [10.1093/mnras/stx1575](https://doi.org/10.1093/mnras/stx1575)
- Jain, C., Paul, B., & Dutta, A. 2009, Research in Astronomy and Astrophysics, 9, 1303, doi: [10.1088/1674-4527/9/12/002](https://doi.org/10.1088/1674-4527/9/12/002)
- Kaplan, D. L., Moon, D.-S., & Reach, W. T. 2006, ApJ, 649, L107, doi: [10.1086/508369](https://doi.org/10.1086/508369)
- Kausch, W., Noll, S., Smette, A., et al. 2015, Astronomy and Astrophysics, 576, A78, doi: [10.1051/0004-6361/201423909](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201423909)
- Lachaume, R., Preibisch, T., Driebe, T., & Weigelt, G. 2007, A&A, 469, 587, doi: [10.1051/0004-6361:20066206](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066206)
- Maravelias, G., Kraus, M., Cidale, L. S., et al. 2018, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 480, 320, doi: [10.1093/mnras/sty1747](https://doi.org/10.1093/mnras/sty1747)
- Matt, G., & Guainazzi, M. 2003, MNRAS, 341, L13, doi: [10.1046/j.1365-8711.2003.06658.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06658.x)
- Mermilliod, J. C. 2006, VizieR Online Data Catalog, II/168. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2006yCat.2168....0M/abstract>

- Millour, F., Meilland, A., Chesneau, O., et al. 2011, A&A, 526, A107, doi: [10.1051/0004-6361/201016193](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201016193)
- Moon, D.-S., Kaplan, D. L., Reach, W. T., et al. 2007, The Astrophysical Journal, 671, L53, doi: [10.1086/524730](https://doi.org/10.1086/524730)
- Morales Durn, C., Alfonso Garzn, J., & Freire Ferrero, R. 2006, Lecture Notes and Essays in Astrophysics, 2, 189.
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2006LNEA....2..189M/abstract>
- Pottasch, S. R. 1984, Astrophysics and Space Science Library, 107, doi: [10.1007/978-94-009-7233-9](https://doi.org/10.1007/978-94-009-7233-9)
- Rahoui, F., Chaty, S., Lagage, P.-O., & Pantin, E. 2008, A&A, 484, 801, doi: [10.1051/0004-6361:20078774](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20078774)
- Robinson, E. L., Ivans, I. I., & Welsh, W. F. 2002, The Astrophysical Journal, 565, 1169, doi: [10.1086/324715](https://doi.org/10.1086/324715)
- Russeil, D. 2003, A&A, 397, 133,
doi: [10.1051/0004-6361:20021504](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20021504)
- Sander, A., Shenar, T., Hainich, R., et al. 2015, Astronomy and Astrophysics, 577, A13, doi: [10.1051/0004-6361/201425356](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201425356)
- Seriacopi, D. B., Carciofi, A. C., & Magalhães, A. M. 2017, The B[e] Phenomenon: Forty Years of Studies, 508, 109. <https://ui.adsabs.harvard.edu/#abs/2017ASPC..508..109S/abstract>
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, The Astronomical Journal, 131, 1163, doi: [10.1086/498708](https://doi.org/10.1086/498708)
- Smette, A., Sana, H., Noll, S., et al. 2015, Astronomy and Astrophysics, 576, A77, doi: [10.1051/0004-6361/201423932](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201423932)
- Smith, D., & Remillard, R. 1998, IAUC 6855: XTE J0421+560; GRB 980329; N Sgr 1998.
<http://www.cbat.eps.harvard.edu/iauc/06800/06855.html>
- Vink, J. S. 2018, A&A, 619, A54,
doi: [10.1051/0004-6361/201833352](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833352)
- Walter, R., Lutovinov, A. A., Bozzo, E., & Tsygankov, S. S. 2015, A&AR, 23, 2, doi: [10.1007/s00159-015-0082-6](https://doi.org/10.1007/s00159-015-0082-6)
- Walter, R., Rodriguez, J., Foschini, L., et al. 2003, A&A, 411, L427, doi: [10.1051/0004-6361:20031369](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20031369)
- Wright, E. L., Eisenhardt, P. R. M., Mainzer, A. K., et al. 2010, The Astronomical Journal, 140, 1868,
doi: [10.1088/0004-6256/140/6/1868](https://doi.org/10.1088/0004-6256/140/6/1868)

APPENDIX

A. RESULTS FROM THE FIT OF THE BROABAND SPECTRAL ENERGY DISTRIBUTION

**Figure 16.** Results of the SED fit for a distance of 2.4 kpc, with a central mass of (a): $25 M_{\odot}$ and (b): $50 M_{\odot}$.**Figure 17.** Results of the SED fit for a distance of 4.9 kpc, with a central mass of (a): $25 M_{\odot}$ and (b): $50 M_{\odot}$.

B. LIST OF IDENTIFIED TRANSITIONS

Each table provide the reference wavelength in air (λ_0 , nm), the measured heliocentric velocity of the line center (V_h , km s^{-1}), the flux density of the line (J_y), the full width at half-maximum (FWHM, km s^{-1}) and the equivalent width (EQW, nm). For H I and He I, we also provide the heliocentric velocity difference between the emission and absorption component of the line (V_{PC} , km s^{-1}). Typical errors are velocity are 5 km s^{-1} in velocity and 0.002 nm in equivalent width. Hydrogen lines in bold benefited from more accurate modeling, their set of parameters are available in Sect. 4.2.

Table 5. Identified H I lines

Line	λ_0	V_h	Flux	FWHM	EQW	V_{PC}
H _{α} 3-2	656.279	-73	2.31e ⁻⁴	383	-27.317	165
Pa 23-3	834.554	-43	1.34e ⁻⁴	224	-0.097	...
Pa 22-3	835.900	-13	2.47e ⁻⁴	266	-0.207	...
Pa 21-3	837.448	5	2.57e ⁻⁴	299	-0.264	...
Pa 20-3	839.24	-15	2.45e ⁻⁴	322	-0.274	...
Pa 19-3	841.332	-17	3.99e ⁻⁴	274	-0.358	...
Pa 17-3	846.726	-28	6.65e ⁻⁴	358	-0.661	254
Pa 16-3	850.249	-37	5.82e ⁻⁴	262	-0.373	...
Pa 15-3	854.538	-46	9.04e ⁻⁴	308	-0.746	352
Pa 14-3	859.839	-37	7.87e ⁻⁴	275	-0.454	272
Pa 13-3	866.502	-41	1.30e ⁻³	277	-0.745	313
Pa 12-3	875.046	-48	1.49e ⁻³	356	-0.921	224
Pa 11-3	886.289	-33	2.15e ⁻³	301	-0.928	257
Pa 10-3	901.533	-83	3.17e ⁻³	377	-1.182	202
Pa 8-3	954.618	-33	9.80e ⁻³	324	-1.415	275
Pa 7-3	1004.937	-33	3.22e ⁻²	322	-2.424	277
Pa 5-3	1281.808	-67	-11.4	340
Br 25-4	1496.733	-43	4.70e ⁻²	295	-0.289	...
Br 24-4	1500.086	-37	4.38e ⁻²	301	-0.275	...
Br 23-4	1503.904	-48	5.56e ⁻²	318	-0.360	...
Br 22-4	1508.277	-81	8.26e ⁻²	203	-0.338	270
Br 21-4	1513.322	-77	7.10e ⁻²	380	-0.537	198
Br 20-4	1519.184	-37	7.61e ⁻²	281	-0.443	...
Br 19-4	1526.054	-84	1.03e ⁻¹	211	-0.426	...
Br 18-4	1534.179	-51	1.08e ⁻¹	297	-0.632	...
Br 17-4	1543.892	-54	1.21e ⁻¹	330	-0.786	258
Br 16-4	1555.645	-84	1.57e ⁻¹	410	-1.161	189
Br 15-4	1570.066	-47	1.72e ⁻¹	333	-1.050	248
Br 14-4	1588.054	-48	2.24e ⁻¹	331	-1.386	242
Br 13-4	1610.931	-49	2.60e ⁻¹	323	-1.524	244
Pa 4-3	1875.101	-61	1.01e ¹	343	-40.337	...
Br 8-4	1944.556	-48	1.12	326	-4.167	304
Br 7-4	2165.529	-73	7.62	373
Pf 25-5	2373.729	-61	9.96e ⁻²	407	-0.479	...
Pf 24-5	2382.173	-41	1.27e ⁻¹	380	-0.577	...
Pf 23-5	2391.815	-65	1.77e ⁻¹	308	-0.643	...
Pf 21-5	2415.726	-57	2.02e ⁻¹	339	-0.737	...
Pf 20-5	2430.699	-54	2.37e ⁻¹	324	-0.920	...
Pf 19-5	2448.332	-49	2.82e ⁻¹	333	-1.133	...

Table 6. Identified He I lines

λ_0	V_h	Flux	FWHM	EQW	V_{PC}
706.518	-123	7.75e ⁻⁵	342	-1.820	115
728.135	-127	5.30e ⁻⁵	327	-0.661	133
1031.122	-118	6.86e ⁻³	450	-0.633	147
1196.904	-116	2.34e ⁻²	437	-0.608	179
1252.751	-73	3.28e ⁻²	223	-0.315	...
1279.050	-118	6.36e ⁻²	373	-0.326	316
1278.491	14	6.51e ⁻²	386	-0.923	312
1296.843	-77	2.82e ⁻²	203	-0.211	193
1700.234	-111	2.49e ⁻¹	278	-1.100	164
2058.129	-133	1.81	299	-6.120	135
2112.002	-119	9.89e ⁻²	296	-0.471	360
2161.701	-111	1.01e ⁻¹	426	-0.164	280

Table 7. Identified transitions of Mg II

Term	λ_0	V_h	Flux	FWHM	EQW
2P ₀ -2D	787.705	-94.5	2.78e ⁻⁴	413	-0.514
2P ₀ -2D	789.637	-59.4	4.62e ⁻⁴	329	-0.708
2P ₀ -2S	821.398	-10.3	4.39e ⁻⁴	236	-0.206
2P ₀ -2S	823.464	-117.9	5.84e ⁻⁴	355	-0.411
2S-2P ₀	921.825	-125.3	1.02e ⁻²	270	-0.988
2S-2P ₀	924.426	-52.3	8.3e ⁻³	325	-0.980
2D-2P ₀	1091.424	-58.0	4.5e ⁻²	283	-1.484
2D-2P ₀	1095.177	17.9	2.0e ⁻²	273	-0.589
2S-2P ₀	2136.90	-97.4	2.37e ⁻¹	351	-0.948
2S-2P ₀	2143.22	-82.4	1.27e ⁻¹	350	-0.509
2D-2P ₀	2412.46	-110.1	1.31e ⁻¹	344	-0.534
2D-2P ₀	2404.15	-154.9	3.82e ⁻¹	353	-1.600

Table 8. Optical forbidden transitions

Term	λ_0	V_h	Flux	FWHM	EQW	
[O I]	3P-1D	630.030	-32	1.0e ⁻⁴	11	-2.21
[N II]	3P-1D	654.804	-30	1.6e ⁻⁴	17	-0.72
[N II]	3P-1D	658.346	-32	5.1e ⁻⁴	6	-2.09
[S II]	4S ₀ -2D ₀	671.644	-29	3.4e ⁻⁴	15	-1.46
[S II]	4S ₀ -2D ₀	673.081	-31	1.9e ⁻⁴	8	-0.75

Table 9. Identified iron transitions (FW: HWHM of the flat profile, GW: HWHM of the gaussian broadening, both in km/s)

	Term	λ	V_{helio}	Flux (mJy)	EQW	FW	GW
Fe II	$z4F_0-b4G$	995.631	-79±3	3.4±0.05	-0.254	220±4	94±8
Fe II	$z4F_0-b4G$	999.758	-63±2	434.0±0.17	-2.914	217±2	117±3
Fe II	$z4D_0-d2F$	1017.392	-83±7	6.1±0.22	-0.647	252±7	104±18
Fe II	$z4F_0-d2F$	1043.476	-75±3	3.7±0.08	-0.332	265±3	69±8
Fe II	$z4F_0-b4G$	1050.150	-82±4	26.0±0.42	-0.047	236±4	97±9
Fe II	$z4F_0-b4G$	1112.558	-72±2	38.1±0.37	-1.811	233±2	93±5
[Fe II]	$a6D-a4D$	1256.680	-47±3	11.7±0.2	-0.243	295±4	65±8
Fe II	$z4F_0-c3F$	1687.320	-73±2	495.0±1.7	-3.612	257±2	66±4
Fe II	$z4D_0-c4F$	1741.401	-88±1	152.9±2.0	-1.026	282±6	138±9
Fe II	$z4F_0-c3F$	1974.611	-74±3	282.1±4.7	-1.598	266±3	80±7
Fe II	$z4D_0-c4F$	1986.841	-76±3	81.1±1.1	-0.484	265±3	80±6
[Fe II]	$a4P-a2P$	2046.007	-55±7	24.0±0.64	-0.139	280±7	55±11
Fe II	$z4F_0-c3F$	2088.810	-76±2	299.0±1.6	-1.690	257±2	81±4
[Fe II]	$a2G-a2H$	2223.760	-40±6	17.9±0.6	-0.096	286±6	52±15
Fe II	$z4D_{3/2}-c4P_{3/2}$	2240.152	-62±3	28.4±0.5	-0.140	274±3	54±7

Cinquième partie

Caractériser la variabilité d'un microquasar : Swift J174511.0-262411

Table des matières

Introduction de la cinquième partie	223
13 Données observationnelles	227
13.1 Données VLT/ISAAC	227
13.2 Données VLT/FORS2	227
13.2.1 Photométrie	227
13.2.2 Spectroscopie	228
13.3 Extraction de la photométrie	228
13.4 Correction de l'extinction interstellaire	230
14 Quantités dérivées à partir des nouvelles données	233
14.1 Magnitude en quiescence	233
14.1.1 Imagerie avec VISTA/VIRCAM	233
14.1.2 Améliorations par rapport aux précédentes estimations	234
14.2 Période orbitale	235
14.2.1 Mesure directe	235
14.2.2 Mesure indirecte	235
14.3 Distance du système	237
15 Distribution spectrale d'énergie des infrarouges aux X	239
15.1 Modélisation	239
15.1.1 Étoile compagnon	239
15.1.2 Disque d'accrétion	239
15.1.3 Objet compact	241
15.1.4 Résumé des paramètres ajustés	241
15.2 Méthode et résultats de l'ajustement	241
15.2.1 Hypothèses de départ	242
15.2.2 Paramètres en fonction du type spectral de l'étoile compagnon	243
15.2.3 Problèmes de convergence de l'algorithme de minimisation	243
15.2.4 Ajustement des données en période de sursaut (septembre 2012)	244
15.2.5 Ajustement des données en période de décroissance (mars 2013)	245
15.3 Discussion sur les résultats des ajustements	246
15.3.1 Disque d'accrétion	246
15.3.2 Couronne et base des jets	246
15.3.3 Distribution spectrale d'énergie totale	247
15.3.4 Luminosité	248
Conclusion de la cinquième partie	249
L'article soumis dans <i>Astronomy & Astrophysics</i>	253

Introduction de la cinquième partie

Historique : microquasars et sources transitoires

Certaines galaxies lointaines possèdent en leur centre un trou noir supermassif dont le voisinage regorge de matière, qui se retrouve graduellement accrétiée sur l'astre. Bien qu'elles soient très distantes, elles nous apparaissent tout de même très lumineuses, mais aussi très petites. Ces sources sont capables de rayonner dans l'ensemble du spectre électromagnétique, et présentent des raies d'émission associées à plusieurs éléments chimiques décalées vers le rouge. Dans le domaine visible, elles ressembleraient presque à une étoile, d'où leur nom : objets quasi-stellaires (QSO, *Quasi-Stellar Object*), devenus par la suite *quasar*.

À partir des années 60, le déploiement d'observatoires de la radio jusqu'aux premiers télescopes X permet d'étudier les quasars et de déterminer nombres de leurs caractéristiques, et notamment de mettre en évidence leurs mécanismes d'accrétion (depuis un disque) et d'éjection (dans des jets perpendiculaires). En 1992, une source similaire est découverte – 1E 1740.7-2942 est son nom – en plein dans le centre galactique ([Mirabel et al. 1992](#)). Sa position exclut une origine extragalactique, et pourtant la source montre toutes les caractéristiques d'un quasar. Il est donc suggéré qu'elle en soit une version plus réduite, un *microquasar*, où le cœur effondré d'une étoile massive génère un rayonnement de la radio jusqu'aux X par accrétion/éjection.

De nos jours, un microquasar désigne simplement une source accréante constituée d'un objet compact (trou noir, étoile à neutrons) alimenté par une étoile compagnon via un disque d'accrétion, et qui présente – au moins de temps en temps – des jets relativistes de matière. Les microquasars sont donc une catégorie particulière de binaires X, qui mettent en jeu une grande diversité de mécanismes physiques dont l'explication mobilise à la fois des moyens d'observations multi-longueur d'onde ainsi que de suivi temporel d'événements transitoires. En effet, les microquasars ont tendance à entrer violemment en activité – appelé sursaut (*outburst* en anglais) – sur une période de quelques semaines, pour ensuite décroître en intensité sur plusieurs mois. C'est particulièrement le cas des transitoires X mous (SXT, *Soft X-ray Transients*), une classe particulière de microquasars où un trou noir est accompagné d'une étoile de faible masse ($M \lesssim 1 M_\odot$), qui peuvent passer des années voir des décennies entières en quiescence, presque invisibles à nos télescopes, pour entrer soudainement en sursaut et devenir brièvement détectables dans toutes les longueurs d'ondes.

Une caractéristique remarquable des SXT réside dans le cycle d'hystérésis qu'elles empruntent lors d'un sursaut, qui corrèle la dureté du spectre X avec leur luminosité totale (voir figure 12.4). Tout d'abord, l'amorce du sursaut se fait à basse luminosité mais avec un fort indice spectral, dit l'état bas/dur (*low-hard state*). L'émission de haute énergie proviendrait d'une couronne chaude de matière autour de l'astre central, où des particules circulant à des vitesses relativistes cèdent leur énergie aux photons du milieu environnant par diffusion Compton-inverse, où simplement par effet synchrotron en tournant autour des lignes de champ magnétique. La particularité de cet état est qu'on y détecte aussi des jets en radio, eux-aussi contribuant au rayonnement synchrotron. Ensuite, la luminosité augmente drastiquement (on parle ici

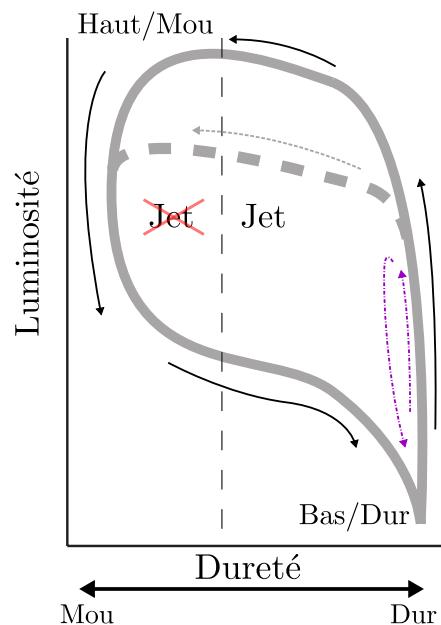


FIGURE 12.4 – Cycle d'hystérésis typique d'un trou noir accrétaire. Source : adapté de Begelman & Armitage (2014).

d'environ 3 ordres de grandeur!) jusqu'à plafonner puis transitionner vers un spectre mou : c'est l'état haut/mou (*high-soft state*). C'est en effet un spectre thermique émanant des régions internes très chaudes du disque d'accrétion qui à priori domine le rayonnement dans cette phase, mais à une énergie moindre. S'en suit une baisse de luminosité puis une transition vers un spectre dur, pour enfin décroître lentement vers l'état initial.

Ce cycle n'est cependant pas forcément respecté à chaque sursaut. Il arrive parfois qu'un microquasar amorce sa transition vers l'état haut/mou avant d'avoir atteint sa luminosité maximale (voir le chemin en pointillés figure 12.4). Plus rarement, un système entrera en sursaut sans même effectuer de transition vers l'état mou, et finira par décroître sans jamais avoir quitté l'état dur (chemin violet figure 12.4). C'est notamment le cas de Swift J1745-2611.0-262411, la source que l'on va étudier dans cette partie.

Histoire de la source : Swift J174511.0-262411

Découverte lors du sursaut de septembre 2012

Le 16 septembre 2012, l'instrument BAT (Burst Array Telescope) du satellite *Swift* détecte une nouvelle source transitoire de haute énergie dans la bande 15–50 keV (Cummings et al. 2012) à la position $\alpha = 17h\ 45m\ 17s$ $\delta = -26^\circ\ 23' 58''$ avec une incertitude de 3 minutes d'arc. L'instrument XRT détecte la possible contrepartie dans les X mous (0.2–10 keV) présente dans le cercle d'erreur donné par BAT, en raffinant sa position à $\alpha = 17h\ 45m\ 11.04s$ $\delta = -26^\circ\ 24' 09.0''$ avec une incertitude de 5.8 secondes d'arc. Enfin, c'est l'instrument UVOT qui scanne le champ autour de la source, sans pouvoir détecter de contrepartie. Depuis, la source est recensée dans le catalogue 1SXPS des sources de haute énergies détectées par *Swift* sous l'identifiant J174511.0-262411, que l'on abrègera par la suite en J1745-26.

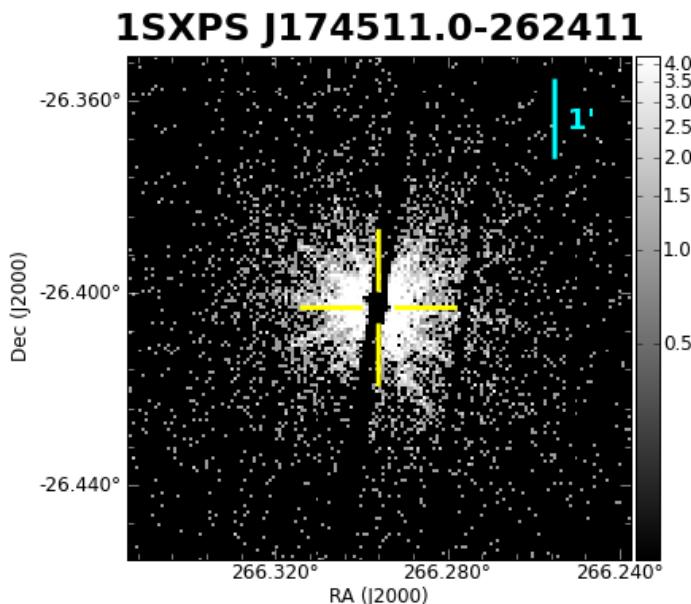


FIGURE 12.5 – Champ de vue *Swift*/XRT autour de Swift J1745-26.

Le satellite *INTEGRAL* pointe la source peu après l'alerte lancée par *Swift*/BAT en cible d'opportunité (Belloni et al. 2012), bien que le champ ait été observé par chance du 12 au 15 septembre (Grebenev & Sunyaev 2012), juste avant sa découverte. En prenant en compte l'ensemble des observations réalisées à haute énergie, Vovk et al. (2012) notent que le flux a augmenté de manière uniforme dans toutes les bandes d'énergie entre 0.1 et 500 keV. Combiné à la présence d'une coupure à 122 ± 10 keV, ainsi qu'à l'absence de sursauts d'origine thermonucléaire, ces caractéristiques sont compatibles avec une source galactique transitoire dont le moteur principal est un trou noir.

De plus, [de Ugarte Postigo et al. \(2012\)](#) obtiennent un spectre visible pendant le sursaut qui montre une raie H_α intense, qui peut être reproduite par un double pic espacé de plus de 600 km s⁻¹, probablement la signature de matériel en orbite dans un disque d'accrétion.

Une transition échouée ?

L'analyse du spectre de la source ainsi que de séries temporelles *Swift/XRT* réalisée par [Tom-sick et al. \(2012\)](#) indiquent que Swift J1745-26 est restée dans un état bas/dur. Les auteurs détectent notamment une oscillation quasi-périodique de 0.25 Hz, qui associée au spectre dur avec un indice de photon $\Gamma = 1.5\text{--}1.6$ semble confirmer que la source est bien un trou noir accréter dans un état bas/dur.

Quelques mois plus tard, Swift J1745-26 est à nouveau observable après avoir émergé de l'autre côté du Soleil. [Sbarufatti et al. \(2013\)](#) présentent de nouvelles observations avec *Swift/XRT* qui montrent que la source a diminué en intensité, mais présente toujours un spectre dur. On pouvait en effet s'attendre à ce que la source fasse une transition vers l'état haut/mou, où la luminosité totale augmente tandis que la contribution non-thermique à très haute énergie laisse place à un rayonnement thermique dans les X mous, en suivant le cycle illustré en figure 12.4.

Bien que ce comportement ne soit pas habituel des sources transitoires à trou noir, il a déjà été observé dans d'autres microquasars tels que Swift J1753.5-0127 ([Cadolle Bel et al. 2007](#)), H 1743-322 ([Capitanio et al. 2009; Chaty et al. 2015](#)), MAXI J1836-194 ([Ferrigno et al. 2012](#)) et XTE J1550-564 ([Curran & Chaty 2013](#)). Si le cycle d'hystérésis emprunté par les trous noirs accréterants n'est pas encore tout à fait expliqué (voir les pistes récentes sur un modèle unifié d'accrétion-éjection dans les binaires X : [Marcel et al. 2018a, 2018b](#)), les raisons menant une source à échouer sa transition sont encore plus obscures.

Un sursaut secondaire a été détecté le 29 mars 2013 dans le domaine du visible par le Faulkes Telescope South ([Russell et al. 2013](#)), et les données d'archive *Swift* montrent une augmentation du flux en X qui coïncide avec celle de la contrepartie optique. Depuis, plus aucune activité n'a été recensée, et la source n'est plus détectée dans l'ensemble du domaine électromagnétique.

Résumé des caractéristiques de Swift J1745-26

La position de Swift J1745-26 est très bien contrainte, notamment grâce à des observations au Very Large Array dans deux bandes à 5 et 7.45 GHz ([Miller-Jones & Sivakoff 2012](#), voir tableau 12.2). Observationnellement, elle possède des caractéristiques qui tendent à montrer que la source est un microquasar, composé d'une étoile peu massive en orbite autour d'un trou noir. La signature possible d'un disque d'accrétion pendant la période de sursaut est détectée dans une raie H_α dé-doublée ([de Ugarte Postigo et al. 2012](#)). L'ajustement de spectres en X montre que la source est absorbée, avec une colonne densité d'hydrogène allant de $1.70 \pm 0.04 \times 10^{22}$ cm⁻² pendant le sursaut (*Swift/XRT*, [Tomsick et al. 2012](#)) à $2.18 \pm 0.25 \times 10^{22}$ cm⁻² pendant la décroissance (*Swift/XRT*, [INTEGRAL/ISGRI, JEM-X, Kalemci et al. 2014](#)). Cela correspond à une absorption de A_V = 7.69–9.86 en appliquant la formule de [Güver & Özel \(2009\)](#).

D'après la différence minimale de luminosité entre la période de sursaut et la quiescence, [Muñoz-Darias et al. \(2013\)](#) suggèrent que la valeur maximale de la période orbitale est de 21 h (voir section 14.2), et que le type spectral de l'étoile compagnon est A0V ou plus froid. D'après sa faible magnitude en quiescence ($r' > 23.1$, voir les précisions apportées en 14.1), sa distance se situe probablement entre 1 et 7 kpc.

TABLEAU 12.2 – Résumé des caractéristiques de Swift J1745-26.

RA J2000	Dec. J20000	σ_{pos}	A _V	P _{orb}	D
(radio)	(radio)	(mas)		(h)	(kpc)
17 :45 :10.849	-26 :24 :12.60	10	7.69 – 9.86	< 21	< 7

Motivations et présentation de l'étude

Typiquement, lors de la découverte d'un nouveau système binaire, on cherche d'abord à identifier la nature des composantes : quel objet compact, quel type d'étoile compagnon ? Si pour des sources persistantes on peut procéder de manière similaire à l'étude présentée en partie III, c'est plus difficile pour une source transitoire. Bien qu'il existe des programmes pour passer outre les méandres des demandes d'observations classiques (cibles d'opportunité), la source n'est pas forcément à une position idéale dans le ciel au moment du sursaut : c'est justement le cas de Swift J1745-26, qui lors de son sursaut n'était observable que très basse dans le ciel chilien en septembre, pour finir complètement occultée par le jour pendant plusieurs mois avant de pouvoir reprendre les observations en mars.

Ce qui limite le plus l'étude de cette source, c'est surtout l'absorption interstellaire dans la ligne de visée, qui atténue fortement le flux optique et empêche toute observation dans le domaine UV, pourtant très intéressant à observer. On va donc travailler avec des données en optique/infrarouge ainsi qu'en X acquises lors du sursaut puis pendant la décroissance, afin de mettre en évidence les changements entre ces deux époques et tenter de confirmer l'échec de la transition vers l'état haut/mou.

On présente tout d'abord les données observationnelles en optique/infrarouge sur lesquelles reposent cette étude au chapitre 13. Ensuite, on combine les informations disponibles dans la littérature avec nos données pour en extraire de nouvelles estimations de la distance ainsi que de la période orbitale au chapitre 14. On procédera à la modélisation et l'ajustement de la distribution spectrale d'énergie des infrarouges jusque dans les X (chap. 15) pour quantifier les différences entre la période de sursaut et la décroissance, pour enfin conclure sur l'apport de cette étude.

Chapitre 13

Données observationnelles

Une série d'observations a été déclenchée à l'ESO suite à l'alerte lancée par *Swift*/BAT lors de la découverte de Swift J1745-26 le 16 septembre 2012. Deux jours plus tard, les acquisitions commencent grâce au programme de cibles d'opportunités, réservé notamment aux événements transitoires imprévisibles qui ont un grand intérêt scientifique. L'entrée en sursaut d'une source de haute énergie telle que Swift J1745-26 rempli les conditions pour être une cible d'opportunité, ce qui a permis d'acquérir des données en optique/infrarouge très peu de temps après sa découverte, et ce avec des installations de l'ESO qui sont pourtant très demandées.

La première série d'acquisitions en septembre 2012 (programme 089.D-0191, PI S. Chaty) suit la source pendant sept jours, avant d'être stoppée car l'ascension droite de la source n'est plus observable dans des conditions optimales à cette époque de l'année. Les acquisitions reprennent le 6 mars 2013 pendant 7 jours (programme 090.D-077, PI S. Chaty) lorsque la source devient à nouveau observable.

Swift J1745-26 a été suivie dans le domaine optique/infrarouge au VLT avec deux instruments différents : ISAAC, pour la photométrie en infrarouge proche, et FORS2, pour la photométrie et la spectroscopie dans le domaine visible.

13.1 Données VLT/ISAAC

L'instrument ISAAC a été utilisé uniquement en imagerie pour produire des données photométriques en bande J_s , H et K_s . Les acquisitions ont été réalisées selon la stratégie de *jitter* afin de faciliter la soustraction de la contribution thermique du ciel. Dans chaque bande, ce sont ainsi 9 images qui ont été acquises, et ce pour chacune des six nuits d'observation (quatre en septembre, deux en mars). Les poses unitaires étaient de 10 s pour les bandes H et K_s , tandis qu'elles étaient de 30 s pour la bande J_s à cause de l'extinction assez forte que subit la source.

La réduction des données a été réalisée à partir de routines IRAF pour la soustraction du dark et du fond de ciel, la correction de la réponse instrumentale ainsi que l'alignement et l'empilement des séries d'images. Les images réduites ont bénéficié d'une calibration astrométrique absolue à l'aide du logiciel GAIA et de source 2MASS et/ou Gaia présentes dans le champ de vue.

13.2 Données VLT/FORS2

Pour le domaine optique, c'est l'instrument FORS2 qui a été utilisé. Il permet aussi bien de réaliser des acquisitions en photométrie qu'en spectroscopie, de la même manière que l'instrument ISAAC : il en est quelque part le successeur, car ISAAC a été décommissionné quelques mois après ces acquisitions, le 12 décembre 2013.

13.2.1 Photométrie

Des acquisitions en bande B, V, R et I ont été réalisées en septembre 2012 et mars 2013. Des images en bande U ont aussi été réalisées, mais seulement en septembre 2012. Il n'a pas été nécessaire d'adopter une quelconque stratégie d'observation car la contribution du ciel est négligeable dans le domaine optique. Les poses unitaires étaient de 60 s. Trois expositions ont été réalisées dans chaque filtre chaque nuit d'observation (deux en septembre et une en mars). La réduction des données a été réalisée avec les routines IRAF appropriées pour la soustraction du dark, la normalisation du flat, le réalignement et l'empilement des images. Comme pour les observa-

tions ISAAC, une solution astrométrique absolue a été calculée avec le logiciel GAIA et des sources 2MASS et/ou Gaia dans le champ de vue.

13.2.2 Spectroscopie

En ce qui concerne la spectroscopie, une seule acquisition a été faite à chacune des deux périodes. Les spectres ont été pris avec le grism 600B de l'instrument avec une fente de 0.7" pour isoler la source. Cela permet d'explorer la gamme 340–620 nm avec un échantillonnage de 0.75\AA px^{-1} et un pouvoir de résolution théorique $R=780$. Chaque spectre est composé d'une seule exposition de 600 s. La réduction a été effectuée via le pipeline dédié de l'ESO pour l'instrument FORS2, et procède de manière semi-automatique à la soustraction du dark, l'extraction du spectre et la correction de la réponse instrumentale réalisée à l'aide du spectre de l'étoile standard LTT9239 (une étoile de type spectral F, située à $\alpha = 22h\ 52m\ 40.88s$ et $\delta = -20d\ 35' 26.3''$).

On présente les spectres obtenus en figure 13.2b. On y détecte un continuum jusqu'à ~ 400 nm en septembre et ~ 500 nm en mars. On ne détecte cependant aucune raie spectrale ; les pics présents dans les spectres sont des artefacts résiduels provenant de l'extraction des données. Malheureusement, le continuum seul ne donne pas plus d'informations que la photométrie, d'autant plus que l'absence de raies est peut-être due au rapport signal à bruit assez faible, notamment vers 480 nm où on pourrait s'attendre à observer la transition H β . Par la suite, on travaillera donc exclusivement avec les données photométriques.

13.3 Extraction de la photométrie

Dans le but d'automatiser la procédure et d'extraire une photométrie consistante sur plusieurs époques, il a été décidé de ne pas procéder par photométrie d'ouverture, mais plutôt d'utiliser un code d'ajustement de fonction d'étalement de point (Point Spread Function, PSF fitting) adapté du package Python PHOTUTILS. Le code prend en argument la position de la source, ainsi qu'une liste d'étoiles standard présentes dans les champs standard disponibles (L101, PG2213 et E7) dont les magnitudes apparentes sont tabulées. Pour chaque nuit d'observation, et pour chaque filtre utilisé, le code ajuste la PSF des cibles par une gaussienne 2D (avec un étalement symétrique), et intègre la photométrie par rapport au signal du fond de ciel. Il prend notamment en compte la masse d'air traversée (table 13.1) ainsi que l'extinction atmosphérique dans les bandes concernées (mesures réalisées périodiquement par l'ESO et disponibles dans les archives de l'observatoire).

Ceci est d'abord réalisé pour toutes les étoiles standard disponibles, afin de dériver le point zéro de la photométrie et son incertitude (table 13.2), qui est estimée par l'écart-type sur l'échantillon des étoiles standard. Typiquement, le nombre d'étoiles standard est d'une dizaine, mais peut beaucoup varier car leur photométrie n'est pas forcément disponible dans tous les filtres. C'est notamment le cas pour le filtre U, qui ne possède qu'une seule étoile standard pour dériver le point zéro. Enfin, la photométrie de la cible est extraite (table 13.3) et calibrée pour obtenir sa magnitude apparente, corrigée du point zéro et de l'extinction atmosphérique.

TABLEAU 13.1 – Masse d'air pour chaque acquisition FORS2 (UBVRI) et ISAAC (J_sHK_s).

Filter	Masse d'air (MJD - 56 000)					
	MJD189	MJD191	MJD192	MJD195	MJD358	MJD363
U ($\lambda=0.361 \mu\text{m}$)	1.052
B ($\lambda=0.437 \mu\text{m}$)	1.054	1.097	1.339	...
V ($\lambda=0.555 \mu\text{m}$)	1.057	1.094	1.330	...
R ($\lambda=0.655 \mu\text{m}$)	1.060	1.090	1.322	...
I ($\lambda=0.768 \mu\text{m}$)	1.062	1.087	1.314	...
J_s ($\lambda=1.240 \mu\text{m}$)	1.105	1.043	1.032	1.038	1.192	1.415
H ($\lambda=1.664 \mu\text{m}$)	1.131	1.059	1.046	1.052	1.155	1.347
K_s ($\lambda=2.164 \mu\text{m}$)	1.162	1.079	1.064	1.070	1.123	1.290

TABLEAU 13.2 – Extinction atmosphérique et point zéro de la photométrie pour les acquisitions.

Filtre	Flux de référence (mJy)	Coefficient d'extinction		Point-zéro			
		(mag airmass $^{-1}$)		Sept. 2012	Mar. 2013	Sept. 2012	Mar. 2013
U	1823	0.455 \pm 0.02	...	25.3 \pm 0.2
B	4247	0.204 \pm 0.025	0.272 \pm 0.07	27.12 \pm 0.04	27.36 \pm 0.03	27.63 \pm 0.08	27.42 \pm 0.04
V	3539	0.130 \pm 0.025	0.142 \pm 0.07	27.00 \pm 0.07	27.57 \pm 0.03	27.62 \pm 0.05	27.61 \pm 0.05
R	2981	0.093 \pm 0.025	0.154 \pm 0.07	26.6 \pm 0.2	27.55 \pm 0.03	27.68 \pm 0.04	27.63 \pm 0.04
I	2594	0.055 \pm 0.025	0.096 \pm 0.07	25.6 \pm 0.1	26.83 \pm 0.04	27.02 \pm 0.05	26.96 \pm 0.05
J_s	1685	0.05	0.05	24.84 \pm 0.06	...	24.723 \pm 0.016	24.913 \pm 0.041
H	969	0.04	0.04	24.64 \pm 0.05	...	24.527 \pm 0.026	24.685 \pm 0.035
K_s	637	0.06	0.06	24.16 \pm 0.02	...	24.080 \pm 0.033	24.199 \pm 0.019

TABLEAU 13.3 – Photométrie optique/infrarouge de Swift J1745-26.

Date	U	B	V	R	I	J_s	H	K_s
MJD189	23.3 \pm 0.5	22.19 \pm 0.07	19.92 \pm 0.08	18.4 \pm 0.2	17.1 \pm 0.1	15.29 \pm 0.06	14.54 \pm 0.06	14.02 \pm 0.03
MJD191	15.33 \pm 0.07	14.59 \pm 0.06	13.94 \pm 0.03
MJD192	15.29 \pm 0.07	14.42 \pm 0.05	13.76 \pm 0.03
MJD195	...	22.4 \pm 0.1	19.79 \pm 0.04	18.35 \pm 0.04	17.16 \pm 0.06	15.18 \pm 0.07	14.51 \pm 0.06	13.82 \pm 0.03
MJD358	...	24.7 \pm 0.7	21.9 \pm 0.1	20.32 \pm 0.04	18.90 \pm 0.09	17.01 \pm 0.04	16.37 \pm 0.05	15.82 \pm 0.06
MJD363	17.18 \pm 0.05	16.44 \pm 0.06	15.85 \pm 0.04

13.4 Correction de l'extinction interstellaire

Pour dérougir les données, on procède de la même manière qu'en partie IV section 11.6. On utilise la loi d'extinction donnée dans [Cardelli et al. \(1989\)](#) pour le domaine visible et infrarouge proche. En ce qui concerne la valeur du facteur d'absorption A_V , on dispose de deux mesures de la colonne densité d'hydrogène par [Tomsick et al. \(2012\)](#) et par [Kalemci et al. \(2014\)](#). En utilisant la formule de passage entre N_H et A_V donnée par [Güver & Özel \(2009\)](#), on obtient respectivement $A_V = 7.69$ et $A_V = 9.86$. On rappelle que la première valeur de densité de colonne a été mesurée pendant le sursaut en 2012, tandis que la seconde a été prise pendant la décroissance ; les deux valeurs ont été dérivées à partir de données à haute énergie (*Swift* et *INTEGRAL*).

On compare les données dérougées pour chacune des valeurs en figure 13.1 pour la période de sursaut. On y superpose une distribution spectrale d'énergie composée d'un disque multi-couleur, d'un corps noir pour l'étoile compagnon et d'une loi de puissance pour les hautes énergies (dont la modélisation est discutée plus tard au chapitre 15). On voit que le dérougissement par la valeur la plus grande de $A_V = 9.86$ produit une distribution spectrale en optique/infrarouge dont la pente ne peut ni être expliquée par l'émission d'un corps noir, ni par une loi de puissance venant des hautes énergies. En effet, l'indice spectral en optique y serait de $\alpha = 4.6 \pm 0.2$, ce qui n'est explicable par aucun mécanisme physique réaliste dans ce domaine de longueur d'onde. En revanche, dérougir les données avec la valeur de $A_V = 7.69$ permet d'expliquer très simplement le rayonnement optique/infrarouge par une émission de type corps noir, ce qui semble beaucoup plus raisonnable.

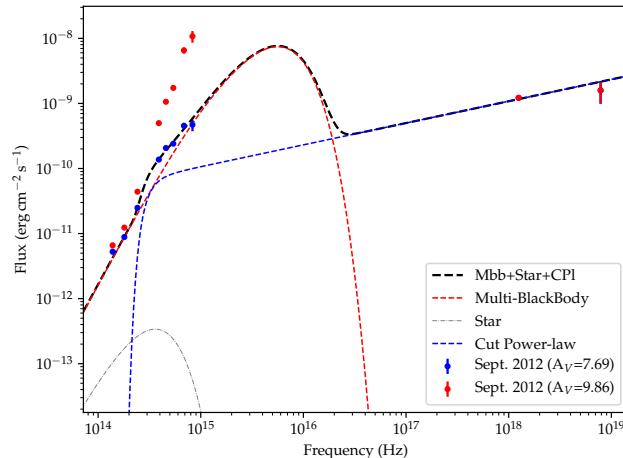
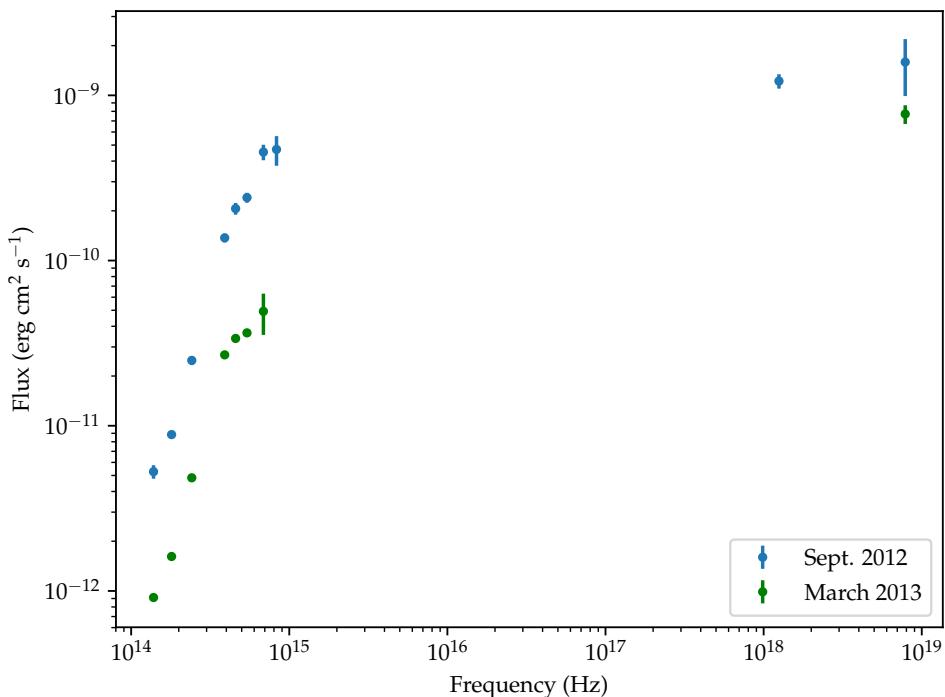
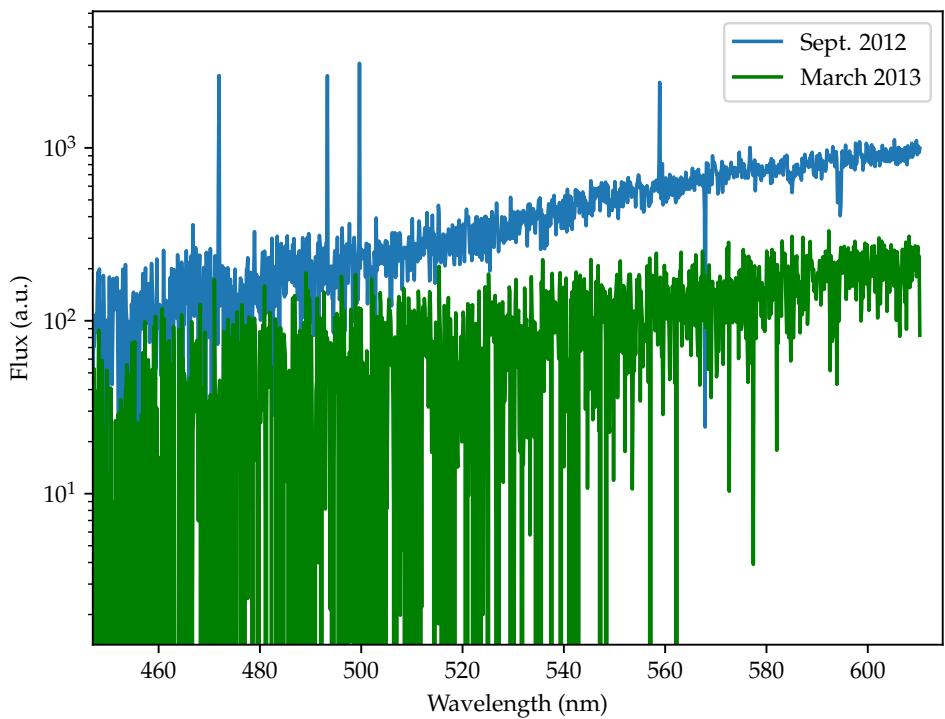


FIGURE 13.1 – Comparaison des deux valeurs de dérougissement.

Qualitativement, la différence entre les deux mesures peut s'expliquer par le fait que la majorité du rayonnement X/gamma est émis depuis une région restreinte proche du trou noir, dont l'opacité peut facilement changer selon comment s'organise le flot d'accrétion autour de la zone. Le reste de la binaire, qui émet la majorité du rayonnement optique/infrarouge, reste inafecté. Ainsi, on peut suggérer que la mesure d'extinction la plus basse en X/gamma sera le meilleur estimateur de l'extinction en optique/infrarouge. Dans le reste de la partie, on travaillera avec des données corrigées d'une extinction à $A_V = 7.69$ magnitudes.



(a) Photométrie visible/infrarouge (VLT/FORS2, ISAAC) et X (*Swift*)



(b) Spectre visible (VLT/FORS2).

FIGURE 13.2 – Données extraites sur Swift J1745-26. En bleu, l'époque post-sursaut (09/2012) ; en vert, la décroissance (03/2013). Les données sont dérougées à $A_V=7.69$.

Chapitre 14

Quantités dérivées à partir des nouvelles données

14.1 Magnitude en quiescence

La magnitude en quiescence de Swift J1745-26 dans le domaine visible/infrarouge est, comme la majeure partie des microquasars, très faible. Elle est d'ailleurs tellement faible qu'elle n'a jamais été mesurée : seule des valeurs limites existent. Par exemple, suite au sursaut de la source en 2012, [Hynes et al. \(2012\)](#) utilisent des images d'archive du Galactic Bulge Survey ([Jonker et al. 2011](#)) qui contiennent la position de la source transitoire. Les auteurs ne détectent pas Swift J1745-26 au-dessus de $r' \geq 23.1 \pm 0.5$ magnitudes.

Pour un microquasar en quiescence tel que Swift J1745-276, il est en effet raisonnable de penser que la luminosité visible/infrarouge est dominée par la contribution de l'étoile compagnon. Or, ce sont typiquement des étoiles de faible masse (en séquence principale ou au stade de sous-géante) qui sont intrinsèquement peu lumineuses. Ajouter à ça une distance possible allant jusqu'à plusieurs kiloparsecs, ainsi que l'extinction dans la ligne de visée, et on obtient une magnitude apparente dans le visible pouvant facilement cotoyer des valeurs supérieures à 20 (c'est par exemple le cas de XTE J1550-564, qui est détectée par Gaia avec une magnitude G = 20.9).

Avant septembre 2012, le peu d'observations qui existent dans le champ contenant Swift J1745-26 ont été réalisées par hasard, car cette source n'était pas encore connue. Depuis, il n'y a pas non plus eu d'observations dédiées à la détermination de sa magnitude en quiescence : en effet, les magnitudes en quiescence de tels systèmes sont souvent très faibles et difficilement détectables même par de grands télescopes. Le temps d'observation nécessaire est donc relativement grand comparé au peu d'information qui pourra en être dérivé, ce qui justifie difficilement la mobilisation de grands instruments.

14.1.1 Imagerie avec VISTA/VIRCAM

Cependant, il existe toujours des campagnes de surveillance grand champ (*surveys*) qui finissent par imager la zone par pur hasard. C'est le cas du VISTA Variables in the Via Lactea Extended ESO Public Survey (VVVX, programme n° 198.B-2004(I)) qui mobilise une unité de 4 m de diamètre située à Paranal, et qui est équipé de l'imager infrarouge grand champ VIRCAM. Les données produites par ce relevé sont mises à disposition de tous dans les archives en ligne de l'ESO.

La position de la source Swift J1745-26 se trouve dans une acquisition VIRCAM datant du 09/04/2019. À cette date (et depuis 2013), aucune activité n'a été détectée sur cette source, qui, conformément au comportement général des microquasars, se trouve dans une longue période de quiescence caractérisée par sa luminosité très faible. Nous avons donc récupéré les données brutes VIRCAM en imagerie prises dans la bande K_s afin de savoir si il était possible de détecter la contrepartie infrarouge de Swift J1745-26 en quiescence.

Les données brutes ont été réduites via le pipeline dédié sous EsoReflex. Le procédé standard de réduction a été suivi, avec notamment la soustraction de dark, la normalisation par un flat ainsi que la soustraction de la contribution du ciel grâce aux acquisitions réalisées en *jitter*. En tout, ce sont 12 expositions de 4 s qui ont été réalisées. Cependant, VIRCAM est composé d'une matrice de détecteurs très espacés les uns des autres. De ce fait, les acquisitions successives se font avec un pointage différent afin de pavir le champ de vue en entier. Ainsi, la position de Swift J1745-26 n'a été couverte que par 4 expositions sur les 12 au total, bénéficiant d'un temps effectif d'intégration

de 16 s avec VIRCAM. On obtient le champ de vue présenté en figure 14.1.

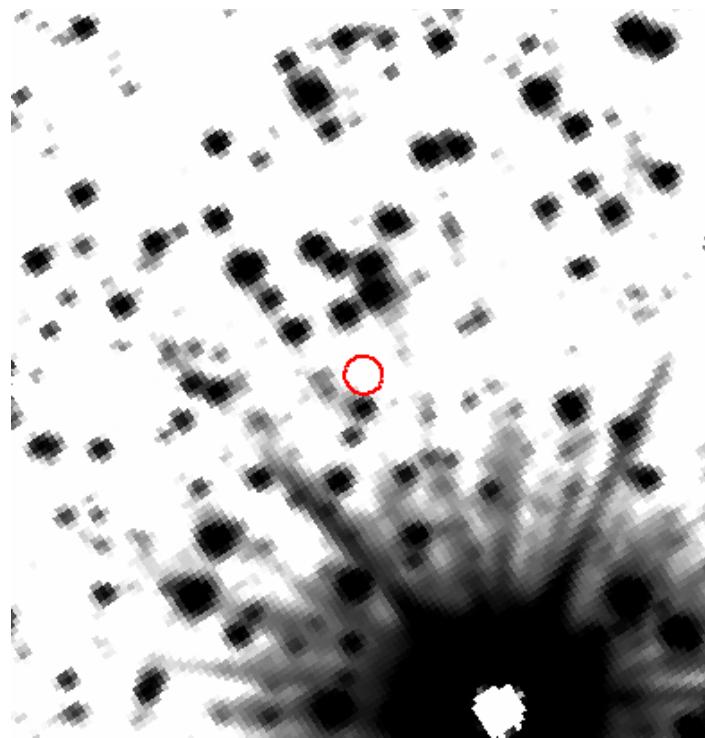


FIGURE 14.1 – Champ de vue VIRCAM autour de Swift J1745-26. Acquisition du 09/04/2019, 12×4 s, bande K_s, $38'' \times 38''$. Le Nord est vers le haut et l'Est vers la gauche. Le cercle rouge indique la position de la source. *Source : programme ESO n° 198.B-2004(I).*

Le pipeline de VIRCAM permet aussi de profiter du très grand champ de vue de l'instrument pour réaliser une calibration astrométrique très fine à partir des nombreuses sources 2MASS qui sont nécessairement détectées. L'image produite possède ainsi une incertitude astrométrique de 87 mas, similaire à celle du catalogue 2MASS PSC. De plus, pour chaque source 2MASS détectée, le pipeline en extrait la photométrie afin de calibrer le point-zéro de l'image finale. Typiquement, cela permet d'atteindre une précision de 3–5% en magnitude. Cela permet aussi d'estimer la magnitude limite de l'observation, qui correspond à la magnitude de l'étoile la plus faible qui peut être détectée.

Le pipeline indique que cette magnitude limite est de $K_{s,lim} = 18.2 \pm 0.2$ mag à 5σ au-dessus du bruit de fond pour cette observation. Comme illustré en figure 14.1, on ne voit pas la source dans l'image produite. Nous avons essayé d'extraire sa photométrie par ajustement de PSF à cette position, sans résultat. Nous confirmons donc que la source n'est pas détectable dans l'image VIRCAM. Cela indique que la magnitude en quiescence de Swift J1745-26 en bande K_s est supérieure à $K_{s,lim} = 18.2 \pm 0.2$ mag.

14.1.2 Améliorations par rapport aux précédentes estimations

On sait que l'étoile compagnon dans Swift J1745-26 est de faible masse. Bien que son type spectral exact ne soit pas encore déterminé, il ne peut à priori pas être plus chaud que A0V. À partir de la magnitude limite en bande K_s, on peut faire correspondre une magnitude limite en bande R en supposant que l'étoile émet un continuum de type corps noir. Premièrement, la magnitude en bande quelconque peut s'écrire de la manière suivante :

$$Mag = -2.5 \times \log \left(\frac{F_v}{F_{0,v}} \right) + A_v \quad (14.1)$$

Deuxièmement, en faisant l'hypothèse que l'étoile rayonne comme un corps noir, le flux F_v peut s'écrire :

$$F_v = \frac{\pi R^2}{D^2} \times B_v(v, T_{eff}) \quad (14.2)$$

Enfin, en injectant l'équation 14.2 dans l'équation 14.1, on peut écrire la différence de magnitude entre R et K uniquement à partir des coefficients d'absorption et de la température effective de l'étoile :

$$R - K = A_r - A_k - 2.5 \times \log\left(\frac{F_{0,K}}{F_{0,R}}\right) - 2.5 \times \log\left(\frac{B_{v,K}(v_K, T_{eff})}{B_{v,R}(v_R, T_{eff})}\right) \quad (14.3)$$

En appliquant l'équation 14.3 avec $K_{lim} = 18.2$, on obtient une magnitude limite en R de 23.8 ± 0.2 pour une étoile de type A0V ($T_{eff} = 9790$ K), 24.7 ± 0.2 pour une étoile de type solaire ($T_{eff} = 5778$ K) ou même 25.8 ± 0.2 pour une étoile de type K5V ($T_{eff} = 4410$ K).

Ainsi, même dans le cas où l'étoile compagnon est de type A0V, l'image acquise par VIRCAM permet de raffiner la magnitude limite en quiescence de $r \geq 23.1 \pm 0.05$ qui était donnée par Hynes et al. (2012). Cependant, l'étoile compagnon peut être de type plus froid que A0V : dans le cas d'une étoile de type M0V, la magnitude limite peut descendre de 23.8 ± 0.2 jusqu'à 26.0 ± 0.2 en bande R. Dans ce dernier cas, mesurer la magnitude d'une telle source avec la même précision (± 0.2 mag) nécessiterait plus de 3.5 h d'exposition en bande R avec FORS2 (calculé d'après la magnitude limite donnée par l'ESO¹).

14.2 Période orbitale

14.2.1 Mesure directe

Comme nous venons de le voir, Swift J1745-26 n'a jamais été détectée en quiescence depuis sa découverte lors de son sursaut en 2012. De ce fait, il n'existe pas de mesure directe de sa période orbitale, qui se fait typiquement par la méthode des vitesses radiales. Cette méthode requiert de suivre la source en spectroscopie sur au moins une période afin de détecter le décalage spectral des raies au fur et à mesure de l'orbite par effet Doppler. Parce que la contrepartie optique/infrarouge de Swift J1745-26 est très faible, cette méthode est difficilement applicable. De plus, si sa période orbitale est faible, il est possible que même un télescope de grande taille (>4 m) ne puisse pas faire l'acquisition d'un spectre révélant des raies avec un rapport signal à bruit satisfaisant en un temps significativement plus court que la période, qui se retrouverait alors mal échantillonnée au cours du temps. L'estimation de la période s'en retrouverait alors entachée d'une grande incertitude.

Par exemple, nous avons utilisé le calculateur de temps d'exposition (*Exposure Time Calculator*, ETC) pour l'instrument FORS2 de l'ESO/VLT, équipé sur une unité de 8 m. Nous avons considéré une étoile compagnon de type solaire (G2V) avec une magnitude apparente de 24.7 en bande R, calculée à partir de la magnitude limite dérivée en section 14.1. Dans des conditions optimales (météo, seeing, élévation), un temps d'exposition de 1 h pour obtenir un spectre dans la bande 557.0 – 1100.0 (Grism : 300I+11, OG590) qui contient la transition de H_α donne un rapport signal à bruit à la longueur d'onde centrale de seulement 0.3. Il faudrait avoir un SNR au moins dix fois plus élevé pour détecter à la fois la raie et le continuum, afin d'ajuster son centroïde et dériver sa vitesse radiale.

Il semble donc très difficile, voire impossible, de déterminer directement la période de Swift J1745-26 avec les moyens actuels.

14.2.2 Mesure indirecte

Ainsi, il n'y aura probablement pas, du moins dans un futur proche, de détermination directe de la période orbitale de Swift J1745-26. Cependant, il nous est tout de même possible d'estimer sa période par un moyen indirect. En effet, Shahbaz & Kuulkers (1998) présentent une étude sur

1. <https://www.eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/fors/overview.html>

11 binaires de type SXT, dont la période a été mesurée directement et varie entre 4 et 150 h. Les auteurs révèlent que pour les systèmes avec une période orbitale inférieure à 24 h, il existe une corrélation entre la période P et l'amplitude de sursaut dans la bande visible ΔV , illustrée en figure 14.2.

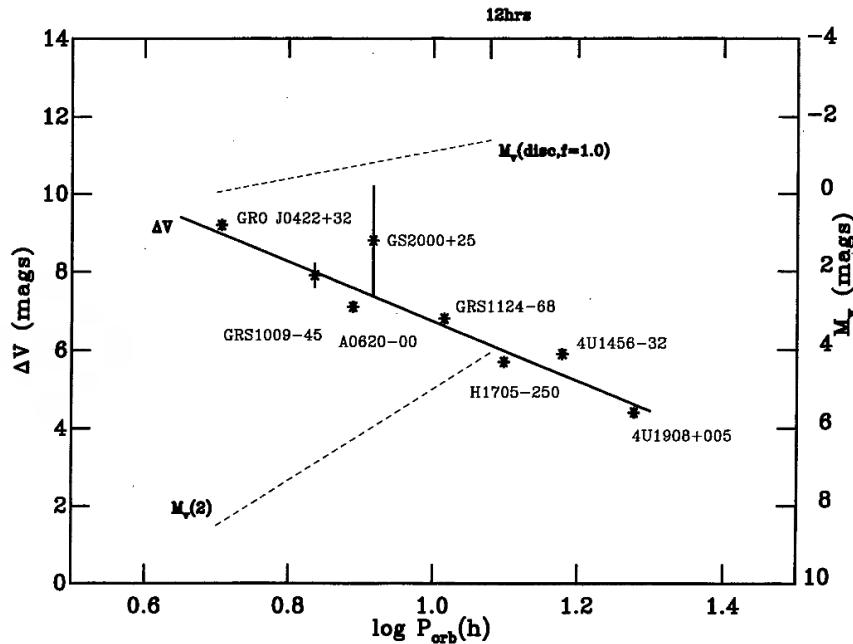


FIGURE 14.2 – Corrélation entre période et amplitude de sursaut pour les SXTs. Toutes les sources présentées ont une période inférieur à 1 j. Source: Extrait de [Shahbaz & Kuulkers \(1998\)](#)

Les auteurs déterminent la relation 14.4 qui donne la corrélation entre période et amplitude de sursaut, pour les systèmes dont la période est inférieure à 1 j.

$$\log(P_{\text{orb}}(h)) = \frac{a - \Delta V}{b} \quad (14.4)$$

$$\frac{\sigma_P}{P} = \frac{\sigma_a + \sigma_{\Delta V}}{b} + (a - \Delta V) \frac{\sigma_b}{b^2}$$

avec $a = 14.36 \pm 0.73$ et $b = 7.63 \pm 0.75$.

C'est justement la faible magnitude en quiescence de Swift J1745-26 qui justifie que l'on peut appliquer cette formule pour estimer sa période. En effet, si elle était supérieure à 1 j, cela suggèrerait plutôt que l'étoile compagnon soit évoluee, plus lumineuse et donc plus facilement détectable en quiescence. Parce que sa magnitude en quiescence est très faible, il est plus probable que l'étoile compagnon soit une naine de faible masse avec une période orbitale plus courte.

Nos mesures nous permettent cependant seulement d'avoir accès à l'amplitude minimale de sursaut, car nous n'avons pu dériver qu'une magnitude limite en quiescence. D'après nos mesures, la magnitude R en sursaut est de 18.4 ± 0.2 au MJD56189. On déduit que l'amplitude minimale de sursaut en bande R est $\Delta R \geq 5.4 \pm 0.3$ si l'étoile compagnon est de type A0V. On peut faire l'approximation que $\Delta V \sim \Delta R$ car le domaine optique est dominé par un disque chaud dont le spectre est plat. C'est d'ailleur confirmé par nos observations, avec un $\Delta V = 2 \pm 0.1$ et un $\Delta R = 1.98 \pm 0.06$ pendant la décroissance entre MJD56189 et MJD56358.

On peut donc, en appliquant la formule 14.4, déterminer une limite supérieure à la période orbitale de Swift J1745-26 à $P_{\text{orb}} \leq 16 \pm 5$ h, ce qui est en accord avec l'hypothèse d'une période inférieure à 1 j.

14.3 Distance du système

Nous avons mesuré une magnitude limite en quiescence en bande K_s de 18.2±0.2 (14.1). En faisant l'hypothèse que c'est l'étoile compagnon qui est la seule source de rayonnement pendant cette période, on peut dériver la distance minimale du système en fonction du type spectral de l'étoile. En effet, en inversant l'équation 14.2, on peut isoler la distance :

$$D = \sqrt{\pi} R^* \sqrt{\frac{B_v(v, T_{eff})}{F_v}} \quad (14.5)$$

Le flux F_v s'obtient à partir de la magnitude limite, corrigée de l'effet de rougissement. Le rayon stellaire R^{*} ainsi que la température effective T_{eff} sont déterminés par le type spectral de l'étoile. Pour une étoile en séquence principale, il existe des couples de valeurs tabulées dans Cox (2000).

Par exemple, Muñoz-Darias et al. (2013) suggèrent d'après leur détermination de la période maximale du système que l'étoile compagnon est de type A0V ou plus froid. D'après l'équation 14.5 et les paramètres stellaires d'une étoile A0V (R^{*}= 2.4 R_⊕, T_{eff}= 9 790 K, Cox 2000), la magnitude limite dérivée en bande K_s implique que le système doit se trouver au moins à 22 kpc, sans quoi nous devrions détecter l'étoile compagnon en quiescence. C'est hautement improbable, car Swift J1745-26 est située presque exactement dans la ligne de visée du centre de la galaxie. En effet, ses coordonnées galactiques sont (l=2.11°, b=1.40°), tandis que le centre est localisé à (l=0, b=0), à 8 kpc de nous. Si le système était situé par-delà le centre galactique, la quantité de matière dans la ligne de visée serait bien trop importante et l'extinction interstellaire serait telle qu'il serait impossible de détecter le moindre rayonnement, que ce soit en infrarouge, optique ou en X.

D'un point de vue statistique, il est par contre probable que Swift J1745-26 soit situé non loin du centre galactique, juste en avant-plan. L'absorption à A_V= 7.69, si elle n'est pas intrinsèque au système, suggère de plus une distance typique de quelques kiloparsecs. Le centre galactique étant situé à environ 8 kpc, l'étoile compagnon la plus chaude compatible avec cette distance est de type F8V (R^{*}= 1.2 R_⊕, T_{eff}= 6 250 K).

Ainsi, on peut raisonnablement dire que la distance maximale du système est de 8 kpc, et que l'étoile compagnon ne peut pas être de type plus chaud que F8V. Toute mesure permettant de raffiner la magnitude limite en quiescence, voir même de la déterminer en détectant la source, permettrait alors de produire une estimation plus précise de la distance.

Cependant, cette méthode de détermination de la distance à ses limites, notamment dans l'hypothèse du stade évolutif de l'étoile compagnon. En effet, arrivé au stade de binaire X, l'étoile compagnon a déjà été entamée par l'objet compact, ce qui peut mener à une diminution de sa masse, et un changement de rayon ainsi que de température effective. Dans ce cas, les valeurs tabulées pour les étoiles en séquence principales par Cox (2000) ne seront plus valables. Pour ce qui est d'une méthode plus directe de détermination de la distance, il est peu probable que l'on puisse mesurer sa parallaxe, d'une part car il est très possible que le système soit situé à plusieurs kiloparsecs (Gaia ne pouvant mesurer une parallaxe que jusqu'à environ 2 kpc), et d'autre part car Swift J1745-26 a une magnitude en quiescence trop faible pour être facilement suivi sur plusieurs mois.

Chapitre 15

Distribution spectrale d'énergie des infrarouges aux X

15.1 Modélisation

15.1.1 Étoile compagnon

La contribution de l'étoile compagnon est considérée comme étant un simple corps noir sphérique de température effective T^* et de rayon R^* . Le rayonnement qu'elle émet peut alors s'écrire :

$$F_v^* = \pi \frac{R^{*2}}{D^2} B_v(T^*) \quad (15.1)$$

15.1.2 Disque d'accrétion

Le disque d'accrétion qui s'organise autour du trou noir central est considéré comme géométriquement fin et optiquement épais. Ainsi, son rayonnement sera aussi modélisé par une émission de corps noir. Il faut cependant déterminer son rayon externe, qui va être gouverné par le champ gravitationnel de la binaire et plus particulièrement par le lobe de Roche du trou noir ; il est aussi nécessaire de déterminer son rayon interne, qui sera limité par la dernière orbite stable autour de l'objet compact. La température effective de corps noir ne sera pas uniforme sur le disque, ce qui implique de modéliser son évolution avec le rayon.

Dimensions du disque

Rayon externe : D'après [Papaloizou & Pringle \(1977\)](#), la taille maximale d'un disque d'accrétion est dictée par les effets de marées causés par les deux composantes de la binaire. Son rayon externe moyen R_{out} peut notamment être exprimé en fonction du rayon effectif du lobe de Roche R_L de l'astre accrévant :

$$R_{out} = 0.90 \times R_L \quad (15.2)$$

Le lobe de Roche d'un astre n'étant pas sphérique, on définit son rayon effectif par le rayon d'une sphère qui aurait le même volume que le lobe :

$$R_L = \left(\frac{3V_{roche}}{4\pi} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (15.3)$$

La taille du lobe de Roche dépend de la séparation de la binaire ainsi que du rapport de masse des composantes. Avec M_x la masse du trou noir et M_c la masse de l'étoile compagnon, on définit le rapport de masse $q=M_x/M_c$. [Eggleton \(1983\)](#) donne une formule qui permet d'approximer le rayon effectif de Roche du trou noir par l'équation 15.4 :

$$\frac{R_L}{a} = \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})} \quad (15.4)$$

avec a la séparation orbitale de la binaire. On peut enfin calculer cette séparation en prenant une orbite képlerienne circulaire, qui dépendra en plus de la période orbitale :

$$\frac{a^3}{P^2} = \frac{G(M_x + M_c)}{4\pi^2} \quad (15.5)$$

Dans notre cas, nous avons directement relié la période orbitale avec la masse de l'étoile compagnon (14.2), ce qui réduit le nombre de paramètres pour définir le rayon externe du disque à deux : M_x et P_{orb} .

Rayon interne Pour un disque d'accrétion autour d'un trou noir, le rayon interne minimal est déterminé par la dernière orbite circulaire stable (Innermost Stable Circular Orbit, ISCO par la suite), en-dessous de laquelle aucune particule massive ne peut rester en orbite durablement sans tomber dans le trou noir. On se place dans le cadre simple d'un trou noir sans rotation, qui peut être décrit par la métrique de Schwarzschild. On définit le rayon de la dernière orbite stable par l'équation 15.6 :

$$R_{\text{ISCO}} = \frac{6GM_x}{c^2} \quad (15.6)$$

L'ISCO sera uniquement une limite basse pour le rayon interne R_{in} du disque d'accrétion.

Température effective

Pour un corps noir de type stellaire, la surface se trouve à distance fixe de la source d'énergie thermique (le cœur de l'étoile). Ainsi, sa température effective est homogène sur sa surface. Par contre, ceci n'est plus valable pour un disque d'accrétion. En effet la source d'énergie du disque va beaucoup dépendre de la distance au trou noir. D'une part, le disque dissipe de l'énergie orbitale par frottements visqueux, car chaque anneau successif composant le disque orbite de plus en plus vite autour du trou noir. Il existe donc une rotation différentielle tout le long du rayon du disque, qui est la source des frottements. C'est le modèle classique de disque d'accrétion, présenté dans [Shakura & Sunyaev \(1973\)](#). D'autre part, pour modéliser plus finement le disque, on peut prendre en compte les rayons X produits à proximité de l'objet compact, qui déposent de l'énergie plus loin dans le disque. Cette correction au modèle visqueux est proposée par [Cunningham \(1976\)](#), et prend notamment en compte la redistribution des rayons X proches du trou noir dans le cadre de la relativité générale. Pour résumer, à un rayon donné dans le disque, la température effective du millieu sera à la fois alimentée par l'énergie dissipée localement par frottements visqueux et par l'irradiation en X qui se propage de l'intérieur vers l'extérieur du disque. Il faut alors définir une température effective pour chaque anneau successif qui compose le disque.

Le flux total émis par un anneau du disque au rayon r sera proportionnel, selon la loi de Stefan-Boltzmann, à la température effective élevée à la puissance 4 : $F_V(r) \propto T_{eff}^4(r)$. Ce flux est lui-même dû à la somme des puissances libérées par les frottements visqueux $F_{visc}(r) \propto T_{visc}^4(r)$ et par l'irradiation des rayons X $F_{irr}(r) \propto T_{irr}^4(r)$, tous deux portés par les température effectives respectives des mécanismes de dissipation de l'énergie. On peut alors écrire :

$$T_{eff}^4(r) = T_{visc}^4(r) + T_{irr}^4(r) \quad (15.7)$$

L'évolution radiale de ces températures donnée dans [Shakura & Sunyaev \(1973\)](#) et [Cunningham \(1976\)](#) s'écrit :

$$T_{visc}(r) = T_v \left(\frac{r}{R_{out}} \right)^{-3/4} \quad (15.8)$$

pour la contribution visqueuse, et :

$$T_{irr}(r) = T_i \left(\frac{r}{R_{out}} \right)^{-3/7} \quad (15.9)$$

pour la contribution d'irradiation. Les deux températures T_v et T_i ainsi que le rayon externe du disque R_{out} constituent les paramètres du modèle de température. T_i et T_v sont définies à l'extérieur du disque ; les indices des lois de puissances font que la contribution de l'irradiation tend à dominer à l'extérieur du disque, tandis que les frottements visqueux prennent le dessus

dans les parties internes. Globalement, la température effective totale augmente lorsque l'on se rapproche du trou noir.

15.1.3 Objet compact

Le trou noir en lui-même n'émet par définition aucune radiation. Par contre, il a été constaté que lorsqu'un trou noir accrète de la matière, il peut se former des jets perpendiculairement au disque d'accrétion (ce qui est une des caractéristiques de l'état bas-dur). Une couronne de plasma chaud s'organise à la base des jets, où des électrons relativistes entraînent à la fois une diffusion Compton inverse des rayonnements issus du disque interne ainsi qu'un rayonnement synchrotron en spiralant autour des lignes de champ magnétique. Cette région proche du trou noir est responsable de la dureté du spectre X dans l'état bas-dur, et les mécanismes non-thermiques à l'origine du rayonnement produisent un spectre en X qui suit une loi de puissance.

Coupure à basse énergie

L'allure de la SED de Swift J1745-26 lors de son sursaut et pendant sa décroissance laisse penser que l'émission non-thermique en loi de puissance s'étale depuis les X jusqu'au domaine du visible. Il est donc possible que la coupure de la loi de puissance se trouve dans cette gamme de longueur d'onde, et qu'elle coexiste avec l'émission de corps noir du disque d'accrétion. Ainsi, il nous est nécessaire de modéliser cette coupure à basse énergie pour ajuster correctement les données dans le cas où le rayonnement non-thermique arrive effectivement en optique. On ne considérera pas de coupure à haute énergie car nos données ne couvrent pas cette gamme.

Une loi de puissance peut s'écrire simplement sous la forme $F_v = Av^\alpha$, avec α l'indice spectral et A l'amplitude, qui permet de normaliser l'expression. On y introduit une coupure à la fréquence v_0 , en-dessous de laquelle le flux décroît exponentiellement avec la fréquence. On ajoute un indice de décroissance P pour moduler l'allure de la coupure : plus P est grand, plus la coupure est abrupte. Enfin, pour simplifier l'ajustement, on normalise la loi de puissance par rapport flux $F_A=1.22\times10^{-9}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ mesuré à la fréquence $v_A = 1.25\times10^{18}$ Hz par *Swift/XRT* en septembre 2012. Cette loi de puissance est finalement décrite par l'équation 15.10.

$$F_v = \frac{A \times F_A \times \left(\frac{v_0}{v_A}\right)^P \times \left(\frac{v}{v_A}\right)^{\alpha-P}}{\exp\left(\left(\frac{v}{v_0}\right)^{-P}\right) - 1} \quad (15.10)$$

La normalisation introduit une notation un peu complexe du fait que l'on paramétrise la décroissance exponentielle par l'indice P . Mais cela a l'avantage de produire un paramètre d'amplitude A proche de l'unité, et ce indépendamment de l'indice spectral α ou l'indice de décroissante P , ce qui n'est pas le cas pour une loi de puissance classique.

15.1.4 Résumé des paramètres ajustés

Notre modèle prend en compte l'émission thermique de l'étoile compagnon et du disque d'accrétion, ainsi que l'émission non-thermique générée par une couronne de plasma à la base des jets du trou noir. L'étoile est décrite par R^* , T^* et la distance D . Le disque est lui décrit par les paramètres R_{in} , R_{out} , T_i , T_v , l'inclinaison i , la distance D . R_{in} et R_{out} dépendent aux-mêmes de la période P et des masses M_x et M_c . La couronne de plasma est décrite par l'indice spectral α , la normalisation A et les paramètres de la coupure spectrale v_0 et P .

15.2 Méthode et résultats de l'ajustement

Le modèle que l'on souhaite ajuster aux données optique/infrarouge et X comporte beaucoup de paramètres, dont certains sont dégénérés entre-eux. Par exemple, la distance et l'inclinaison

du disque vont avoir le même effet de normalisation du flux total, et ne pourront être décorrélés que si l'on peut ajuster précisément la contribution de l'étoile compagnon, qui ne devrait à priori pas dépendre de l'inclinaison. De plus, le nombre de points de mesure est limité, avec 10 points en sursaut (septembre 2012) et 9 pendant la décroissance (mars 2013). Sans faire des hypothèses simplificatrices, on ne sera pas en mesure de procéder convenablement à un ajustement car le nombre de degrés de liberté sera nul ou négatif.

15.2.1 Hypothèses de départ

Il nous faut donc formuler des hypothèses qui vont simplifier le problème en nous permettant notamment de fixer certains paramètres. Typiquement, lorsque l'inclinaison d'un système binaire est inconnue et qu'aucun indice ne permet de favoriser plutôt une configuration équatoriale ou polaire, elle est fixée à une valeur arbitraire entre 30 et 60° . Nous choisirons ici de la fixer à 45° . Toujours concernant le disque, on peut considérer qu'entre la période de sursaut et la décroissance, son rayon externe varie peu et que c'est plutôt son rayon interne qui va augmenter au fur et à mesure que le transfert de masse s'estompe. Ainsi, on fixera le paramètre R_{out} à 90% de la taille du lobe de Roche du trou noir central.

La taille du lobe de Roche est elle déterminée par la période orbitale et les masses des composantes. Pour la masse M_x du trou noir, il n'existe aucune information dans la littérature, et nos données ne nous permettent pas de la dériver. Il faudrait pour cela des informations plus précises sur l'orbite de la binaire (vitesses radiales) ou bien des observations plus prolongées aux hautes énergies pendant une période d'activité. On montre en figure 15.1 la distribution des masses de trous noirs au sein de LMXBs ([Corral-Santana et al. 2016](#)), qui révèle une statistique assez faible concernant ces sources. La distribution est quasiment uniforme sur la gamme 6 – $10 M_\odot$. Dans ce cas, il est commun (comme pour l'inclinaison) d'adopter une masse typique de 8 – $10 M_\odot$ (c'est par exemple le cas dans [Hynes et al. 2002](#)) ; nous choisirons de la fixer à $M_x=10 M_\odot$.

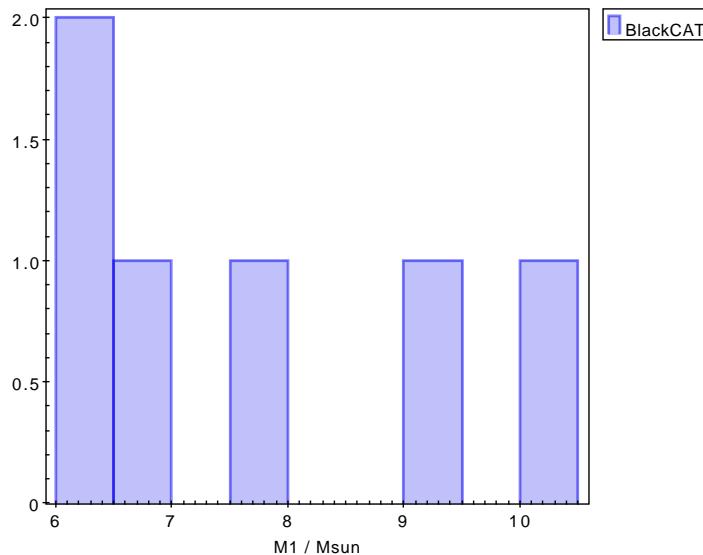


FIGURE 15.1 – Distribution des masses des trous noirs dans 6 LMXB du catalogue BlackCAT. L'échantillon consiste des systèmes dont la masse a été déterminée de manière dynamique par la méthode des vitesses radiales. *Source : tiré des données présentées dans [Corral-Santana et al. \(2016\)](#).*

Pour la masse de l'étoile compagnon, nous allons explorer différentes possibilités selon son type spectral, car cela va aussi influer sur la distance du système. On fait d'abord l'hypothèse que, peu importe le type spectral, le système se trouve exactement à la distance dictée par la magnitude limite en quiescence (voir 14.3). On procèdera ensuite à plusieurs ajustements en explorant manuellement la gamme possible de type spectral de l'étoile compagnon, ce qui fixera à chaque fois la masse M_c , la distance D , la période maximale P et donc par conséquent le rayon externe du

TABLEAU 15.1 – Paramètres du système en fonction du type spectral du compagnon.

Étoile	R* (R _⊕)	T* (K)	M* (M _⊕)	Mag. R _{lim}	D _{min} (kpc)	P _{max} (h)	R _L (R _⊕)
A0	2.4	9 790	2.9	23.8	22	16.2±4.0	3.71
F0	1.5	7 300	1.6	24.2	11	14.4±3.5	3.65
F5	1.3	6 650	1.4	24.4	9.1	13.5±3.2	3.56
F8	1.2	6 250	1.2	24.5	8.0	13.1±3.1	3.55
Sun	1	5 778	1	24.7	6.2	12.4±2.9	3.48
G5	0.92	5 560	0.92	24.8	5.5	12.0±2.8	3.44
K0	0.85	5 150	0.79	25.0	4.8	11.3±2.6	3.35
K5	0.72	4 410	0.67	25.5	3.5	9.8±2.2	3.08
M0	0.60	3 840	0.51	26.0	2.6	8.3±1.8	2.86
M5	0.27	3 170	0.21	26.8	0.93	6.6±1.4	2.63

Paramètres stellaires tirés de [Cox \(2000\)](#).

disque R_{out}.

15.2.2 Paramètres en fonction du type spectral de l'étoile compagnon

On donne en table 15.1 la liste des paramètres qui sont associés à une étoile compagnon de type spectral A à M. Les valeurs sont dérivées à partir des équations présentées dans le chapitre 14 et dans la section 15.1. Les paramètres stellaires (rayon, température et masse) ont été tirés des tables dans [Cox \(2000\)](#) pour les étoiles en séquence principale.

15.2.3 Problèmes de convergence de l'algorithme de minimisation

Après avoir fixé les paramètres discutés en section 15.2.1, il reste 7 paramètres libres (R_{in}, T_i, T_v, α, A, v₀, P) pour 10 points de données, ce qui laisse 2 degrés de liberté à l'ajustement. Cependant, les paramètres de température T_i et T_v restent corrélés avec le rayon interne R_{in}, et l'influence de ces paramètres se fait par ailleurs dans une gamme de fréquence qui n'est pas échantillonnée par notre SED (10¹⁶–10¹⁸ Hz). Ainsi, aucun algorithme de minimisation ne peut converger correctement dans cette situation.

Pour palier cet échantillonnage non-uniforme, on procède à une suite d'ajustements en fixant le rayon interne du disque R_{in} et en explorant manuellement sa valeur entre son minimum (la dernière orbite circulaire stable, ISCO) et son maximum (le rayon externe du disque). On échantillonne cet intervalle avec 30 points qui le couvrent uniformément dans l'espace logarithmique.

On se rend vite compte que l'échantillonnage de la SED ne permet pas non-plus de contenir automatiquement la contribution relative de chacune des deux températures T_i et T_v. En effet, sans information dans la bande 10¹⁶–10¹⁸ Hz, l'algorithme de minimisation n'a pas besoin de deux contributions distinctes pour ajuster correctement les données que nous avons. Lorsqu'elles sont toutes deux laissées libres, l'algorithme fait inévitablement converger T_v vers 0. Ce n'est ni convenable physiquement, ni une indication que le disque est forcément dominé par la contribution de l'irradiation.

Ce n'est qu'en fixant l'une des deux températures que le système devient suffisamment contraint pour permettre à l'algorithme de converger. Le problème réside dans le fait que nous n'avons pas d'hypothèse physique recevable qui permette de justifier une valeur particulière à fixer pour chaque température. Faute de pouvoir faire mieux, on se contentera de fixer une température à 0 K, afin d'ajuster les deux cas extrêmes où le disque est complètement dominé par les frottements, ou à l'inverse par l'irradiation.

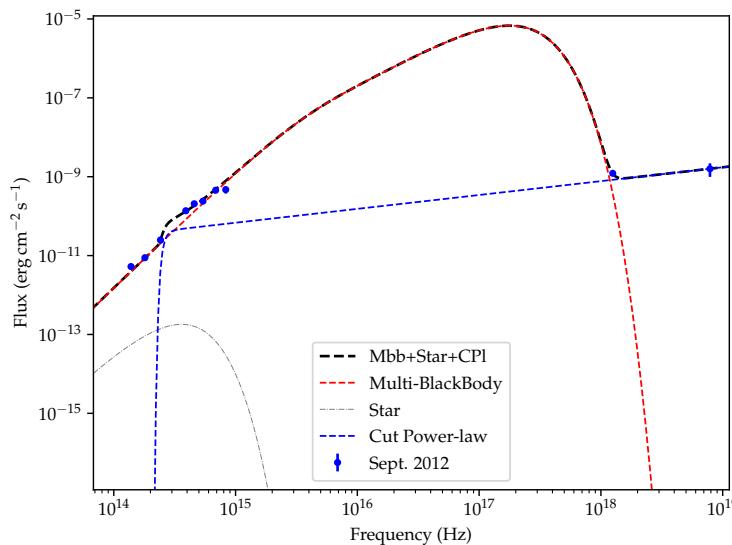


FIGURE 15.2 – Ajustement de l'état bas/dur en début de sursaut à 8 kpc.

15.2.4 Ajustement des données en période de sursaut (septembre 2012)

Test du cas extrême à une distance de 8 kpc

Comme nous l'avons déterminé en section 14.3, le type spectral le plus chaud pour l'étoile compagnon compatible avec la magnitude limite est F8V. La distance limite correspondante est exactement de 8 kpc, ce qui place la source exactement dans le centre galactique.

Dans ce cas, il est nécessaire d'avoir des températures très élevées pour compenser la perte de flux avec la distance. Dans le cas d'un disque dominé par l'irradiation, T_i converge vers $58\,000 \pm 30\,000$ K avec un rayon interne de 1.9 ISCO ; dans le cas visqueux, T_v converge vers 38 000 K avec $R_{in} = 360$ ISCO.

La température requise, quelque soit le cas, est beaucoup plus haute que ce à quoi on s'attend en régime bas/dur. Par exemple, (Hynes et al. 2002) montrent que le disque de XTE J1859+226 atteint une température maximale $T_i = 20\,000 \pm 400$ K et $T_v = 100 \pm 3\,500$ K au début du sursaut. Le disque y est donc dominé par l'irradiation et contribue finalement très peu au rayonnement X, en accord avec l'état bas/dur.

On donne en figure 15.2 notre ajustement, qui montre dans ce cas que nous convergeons vers un état mou dominé par le disque chaud, ce qui est complètement incompatible avec les diverses observations réalisées ainsi qu'avec la présence des jets en septembre.

On en déduit que placer Swift J1745-26 à 8 kpc ne permet pas de modéliser sa distribution spectrale d'énergie par un état bas/dur, ce qui laisse penser qu'elle est située plus proche.

Gamme des cas compatibles avec un état bas/dur réaliste

Nous avons donc ensuite exploré toute la gamme des distances inférieures à 8 kpc, en prenant en compte une étoile compagnon qui aurait le type spectral donnant exactement une magnitude apparente égale à la magnitude limite en bande K_s , comme indiqué en section 15.2.1.

Tout d'abord, on note que le cas d'une distance inférieure à 1 kpc, bien qu'il converge vers un spectre thermique du disque compatible avec l'état bas/dur, produit tout de même un rayon interne proche du trou noir central (~ 50 ISCO) et des températures de disque très faibles ($\leq 2\,000$ K). Outre la température très basse pour un disque en période de sursaut, le rayon interne faible n'est pas non plus compatible avec un état bas/dur. Il est aussi peu probable de trouver un microquasar si proche ; par ailleurs, Muñoz-Darias et al. (2013) invoquent une distance minimale de ~ 1 kpc en considérant un trou noir accréter en-dessous de la luminosité d'Eddington.

On trouve que l'ajustement converge vers des paramètres réalistes pour les cas d'une étoile compagnon de type M0–K0 V, ce qui correspond à une distance entre 2.6 et 4.8 kpc. On note que l'ajustement tend à être plus fidèle lorsque la distance décroît ($\chi^2_{\nu} = 2.84$ à 4.8 kpc, contre $\chi^2_{\nu} = 1.70$ à 2.6 kpc). Cependant, au vu de la dégénérescence apportée par le manque de données dans les X/UV, on suggère qu'il n'est pas raisonnable de ne considérer que les paramètres trouvés à 2.6 kpc.

On décide donc de rester assez conservatif, et de garder la gamme 2.6–4.8 kpc comme intervalle de confiance sur la distance. On présente les résultats pour le cas intermédiaire d'une étoile K5 V ($D = 3.5$ kpc) sous forme graphique en figure 15.3 ainsi que les paramètres correspondants dans le tableau 15.2.

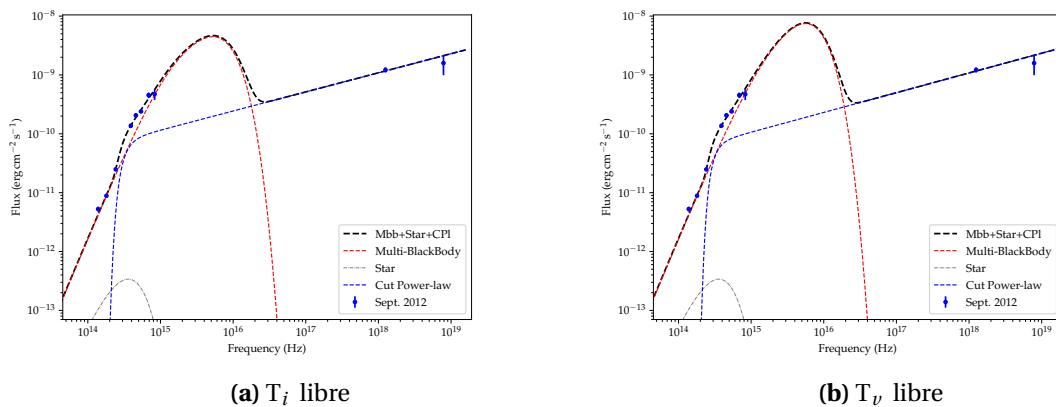


FIGURE 15.3 – Ajustement des données en sursaut de septembre 2012. Effectué pour une étoile compagnon de type K5V.

15.2.5 Ajustement des données en période de décroissance (mars 2013)

On se retient à la gamme de distance dérivée précédemment (2.6–4.8 kpc) pour l'ajustement des données en décroissance. On procède de la même manière (rayon interne R_{in} fixé dans la gamme ISCO– R_{out} et ajustement d'une température à la fois) car nous n'avons pas plus de couverture dans le domaine UV/X en mars 2013 qu'en septembre 2012. Dans les faits, nous avons même un point de donnée en moins, car il n'y a pas eu d'exposition en bande U pendant la décroissance.

L'ajustement est présenté en figure 15.4 et les paramètres en table 15.2 pour une étoile compagnon de type K5 V à une distance de 3.5 kpc, comme pour septembre.

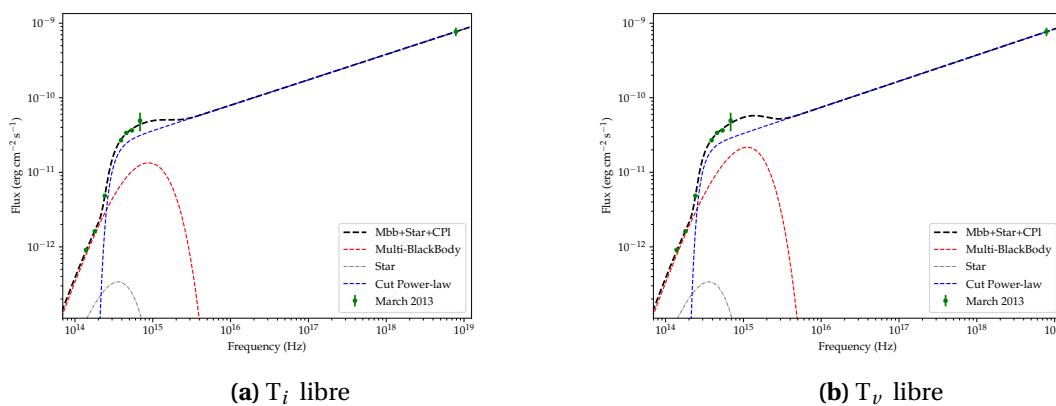


FIGURE 15.4 – Ajustement des données en sursaut de mars 2013. Effectué pour une étoile compagnon de type K5V.

15.3 Discussion sur les résultats des ajustements

TABLEAU 15.2 – Paramètres ajustés sur les données optique/infrarouge et X.

Époque	χ^2_{ν}	Disque multi-couleur			α	Loi de puissance		
		R_{in} (ISCO)	T_i (K)	T_ν (K)		A ($\times 1.22 \text{e}^{-9} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$)	v_0 ($\times 10^{14} \text{Hz}$)	P
Sept.	2.029	1 600 (f)	0 (f)	$13\,500 \pm 600$	0.34 ± 0.05	1.0 ± 0.1	3.2 ± 0.9	5.0 ± 4.5
	1.923	300 (f)	$16\,400 \pm 700$	0 (f)	0.32 ± 0.05	1.0 ± 0.1	3.4 ± 0.9	4.4 ± 3.2
March	2.400	2 900 (f)	0 (f)	$4\,240 \pm 70$	0.35 ± 0.02	0.33 ± 0.05	3.2 ± 0.3	4.9 ± 1.7
	1.743	1 300 (f)	$4\,950 \pm 70$	0 (f)	0.34 ± 0.02	0.34 ± 0.05	3.3 ± 0.3	4.4 ± 1.1

On rappelle d'une part que la gamme de distance dérivée à 2.6–4.8 kpc dépend de l'hypothèse que l'étoile compagnon est bien en séquence principale. D'autre part, la compatibilité des ajustements (qui dépend fortement de la distance choisie) est entachée d'un biais significatif car nous n'avons pu modéliser qu'un disque dominé soit par l'irradiation, soit par les frottements visqueux, ce qui n'a certainement pas de réalité physique.

Ainsi, les valeurs présentées en 15.2, bien que contraintes par des barres d'erreur raisonnables, ne sont valables que dans un cas particulier (étoile de type K5 V à 3.5 kpc). On suggère qu'il n'est pas raisonnable de les considérer individuellement en tant que telles, et qu'une interprétation qualitative sur leur variation entre septembre et mars est plus adaptée.

15.3.1 Disque d'accrétion

On observe que la contribution du disque baisse d'un facteur 1 000 dans le domaine visible de septembre à mars, ce que notre modèle explique à la fois par une baisse de la surface d'émission grâce à une augmentation du rayon interne, et par une baisse de la température globale du disque. L'augmentation du rayon interne influe en particulier sur la température maximale qu'atteint le disque dans sa partie interne, qui dans le cas visqueux passe de $\sim 94\,000 \pm 4\,000$ K à seulement $19\,000 \pm 3\,000$ K, et de $102\,000 \pm 4\,000$ K à $16\,000 \pm 3\,000$ K pour le disque irradié. On note que la température interne du disque est similaire pour les deux cas aux incertitudes d'ajustement, ce qui n'est pas le cas pour les températures externes.

Un autre facteur potentiellement responsable de la variation de surface émettrice, qui n'est pas pris en compte ici, est la distortion du disque. Dans Dubus et al. (1999), il est suggéré que cette distortion puisse permettre aux parties externes du disque d'intercepter le rayonnement X provenant des parties internes. La distortion serait donc à même de changer la surface effective du disque ainsi que son profil de température. Seulement, Ogilvie & Dubus (2001) concluent que seules les binaires de faible masse avec une période orbitale supérieure à 24 h sont sensibles à des instabilités de distortion qui se développent sous l'effet de l'irradiation. La période orbitale de Swift J1745-26 étant très certainement inférieure à 13 h (pour le cas d'un compagnon de type F8 V), il est peu probable que la distortion ait un impact significatif sur sa géométrie et donc sur sa distribution spectrale d'énergie.

Il est par contre tout à fait possible que l'irradiation du disque externe se fasse par une source de rayons X ne provenant pas du plan orbital. Cela pourrait être le cas ici avec notamment la contribution de la base des jets, qui émet un rayonnement synchrotron dans le domaine des X depuis une zone située au-dessus du plan orbital.

15.3.2 Couronne et base des jets

Il est remarquable de voir que les paramètres de la loi de puissance sont entièrement compatibles entre septembre et mars, quelque soit le modèle de température du disque, à l'exception de l'amplitude de normalisation qui baisse d'un facteur 3 entre les deux époques. C'est pendant la décroissance que ces paramètres sont les mieux contraints, car la contribution du disque passe

en-dessous de la loi de puissance dans le domaine optique : bien que l'on ait un point en moins à haute énergie par rapport à septembre, on en gagne 4 dans le visible pour contraindre la loi de puissance.

Le fait que ni l'indice spectral ni la coupure exponentielle ne changent significativement indique que le mécanisme responsable de l'émission à haute énergie est resté le même de septembre à mars, ce qui est cohérent avec le scénario d'une absence de transition vers l'état haut/mou. Si cette émission est bien issue d'un rayonnement synchrotron provenant de la base des jets, cela implique que la zone s'est déplétée entre le sursaut et la décroissance sans pour autant changer la distribution en énergie des électrons responsables du rayonnement.

15.3.3 Distribution spectrale d'énergie totale

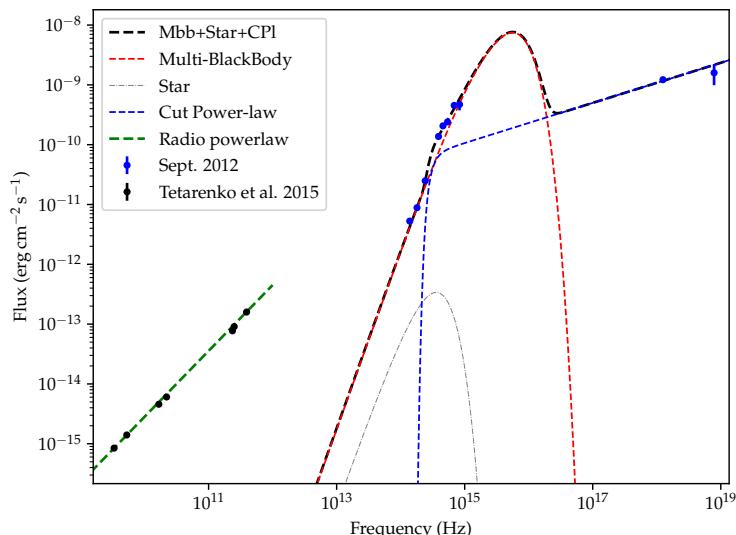


FIGURE 15.5 – Distribution spectrale d'énergie de Swift J1745-26 en septembre 2012. La SED couvre de la radio (Tetarenko et al. 2015) aux X.

On illustre en figure 15.5 la SED totale de Swift J1745-26, allant de la radio aux X, avec notre ajustement superposé. La loi de puissance de la radio au sub-millimétrique est issue de [Tetarenko et al. \(2015\)](#), et provient du rayonnement synchrotron des jets en septembre 2012. Les auteurs avaient émis l'hypothèse de la présence d'une coupure dont la limite basse pourrait se situer soit dans les infrarouges proches (10^{14} Hz), soit dans le domaine sub-millimétrique (2.3×10^{11} Hz). D'après nos résultats, il n'est pas possible de prolonger la loi de puissance en radio jusque dans les infrarouges ; notamment, le flux en bande K serait 10 fois supérieur au flux observé, et les pentes ne sont pas compatibles.

D'une part, cela marque le fait que le domaine radio/sub-millimétrique est tout aussi important que les observations en X et en visible pour ce genre de sources dites de haute énergie. Les jets, caractéristiques de l'état bas/dur dans les microquasars, ne peuvent pas être entièrement caractérisés sans observations radio. D'autre part, on voit ici que plusieurs mécanismes d'émission coexistent dans les mêmes plages de fréquences. Si nous avons pu mettre en évidence une compétition entre le rayonnement synchrotron de haute énergie et le rayonnement thermique dans le domaine optique, il reste encore à déterminer comment les émissions sub-millimétriques laissent progressivement place à l'émission infrarouge du disque. Il existe des observatoires qui pourraient explorer ce domaine, avec notamment les satellites *Herschel* et *Spitzer* qui idéalement pourraient combler la gamme 10^{12} – 10^{14} Hz, dans les infrarouges moyens et lointains.

15.3.4 Luminosité

Dans [Russell et al. \(2006\)](#) est présentée une corrélation entre la luminosité optique/infrarouge et la luminosité X (2–10 keV) de plusieurs types de binaires accrétantes, mais qui se focalise plus particulièrement sur les binaires X de faible masse avec trou noir. En particulier, les auteurs mettent en évidence une différence au niveau des états bas/dur et haut/mou dans le plan (L_{OIR}, L_X).

Pour les données X, on ne possède qu'un point de mesure *Swift* dans les X mous pour septembre, et aucun pour mars. De plus, le point de donnée *Swift* donne le flux dans la bande 0.2–10 keV. Pour obtenir le flux dans la bande 2–10 keV, on choisit donc d'intégrer les lois de puissance ajustées en section 15.2. On obtient un flux entre 2–10 keV de $1.7^{+0.1}_{-0.2} \times 10^{-9}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ pour septembre et de $5.9^{+0.8}_{-0.9} \times 10^{-10}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ pour mars. En considérant un rayonnement isotrope sur une distance de 2.6–4.8 kpc, on obtient une luminosité de $2.5^{+2.5}_{-1.3} \times 10^{36}$ erg s $^{-1}$ pour septembre et $0.9^{+1}_{-0.5} \times 10^{36}$ erg s $^{-1}$ pour mars. On note que les erreurs sont largement dominées par l'incertitude sur la distance.

Pour les données optique/infrarouge (OIR), on prendra la longueur d'onde centrale de chaque filtre pour dériver la luminosité correspondante. Pour l'intervalle de confiance en L_{OIR} , on prendra en compte l'incertitude sur la distance mais surtout les valeurs extrêmes de flux entre la bande U et K_s pour septembre et la bande V et K_s pour mars.

Toutes les valeurs sont reportées en figure 15.6, qui illustre la corrélation L_X/L_{OIR} en état bas/dur (15.6a) pour des binaires de faible masse à trou noir, ainsi qu'une comparaison de cette corrélation avec des points de données en état haut/mou (15.6b).

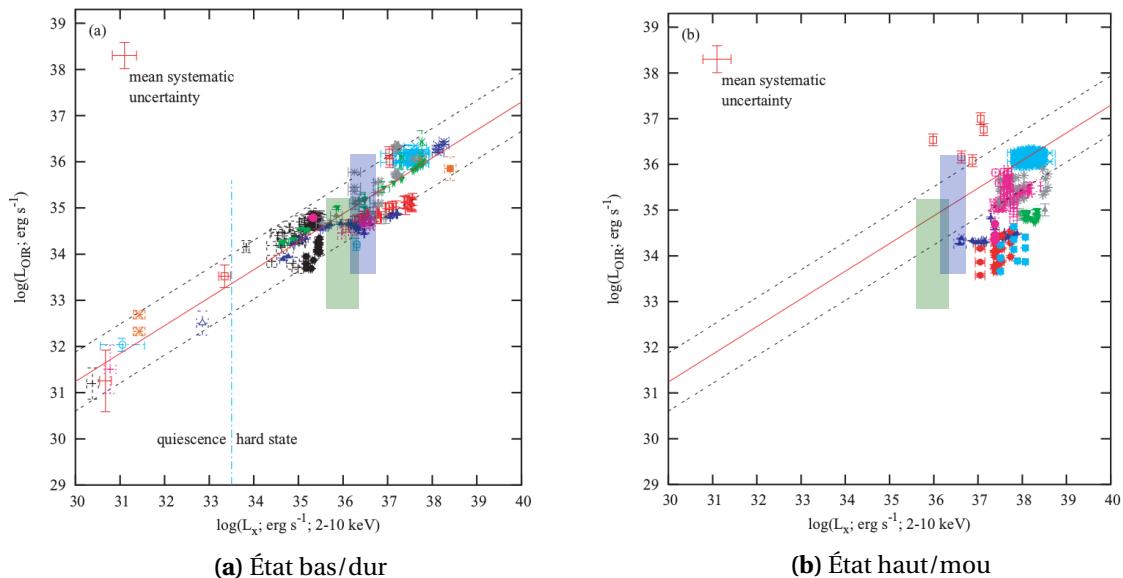


FIGURE 15.6 – Corrélation L_X/L_{OIR} pour des binaires de faible masse à trou noir. Les rectangles indiquent la zone de confiance pour *Swift* J1745-26 (bleu : septembre 2012, vert : mars 2013). *Source* : graphiques originaux tirés de [Russell et al. \(2006\)](#).

On voit que même en étant relativement conservatif sur les incertitudes en distance, la luminosité L_X/L_{OIR} de *Swift* J1745-26 est toujours compatible avec la corrélation obtenue par [Russell et al. \(2006\)](#) pour les binaires à trou noir en état bas/dur. De plus, la zone couverte dans le plan ($L_X; L_{\text{OIR}}$) par les binaires en état haut/mou (15.6b) ne se recouvre que très peu (3 points) avec la luminosité de *Swift* J1745-26.

Cela confirme qu'aux deux époques, *Swift* J1745-26 est globalement restée dans l'état bas/dur pendant son sursaut. On ne peut pas totalement infirmer qu'elle soit passée très brièvement dans l'état haut/mou entre les deux époques, bien que ce soit peu probable. À priori, ce sursaut appartient donc bien à la catégorie des transitions ratées, où la source entre soudainement en activité sans pour autant décrire le cycle d'hystérosis habituellement emprunté par les microquasars.

Conclusion de la cinquième partie

Swift J1745-26 est un microquasar de type SXT (*Soft X-ray Transient*), composé d'un trou noir et d'une étoile de faible masse. La source a été découverte lors de son sursaut de septembre 2012. Elle a été observée sur deux époques séparées de 5 mois, couvrant une très large portion du spectre électromagnétique allant de la radio/sub-mm ([Tetarenko et al. 2015](#)) aux rayons X ([Cummings et al. 2012; Sbarufatti et al. 2013](#)), en passant par l'optique/infrarouge ([Muñoz-Darias et al. 2013; de Ugarte Postigo et al. 2012](#)). Sa particularité a été d'entrer en activité sans effectuer de transition depuis l'état bas/dur vers l'état haut/mou, puis de retourner graduellement vers la quiescence.

Dans cette partie, nous avons confirmé l'échec de la transition, et mis en évidence ce qui caractérise le microquasar au début de son sursaut en septembre 2012 et pendant sa décroissance 5 mois plus tard. Pour cela, nous avons présenté des observations réalisées en cible d'opportunité depuis le *Very Large Telescope* à Paranal, dans le domaine optique (FORS2) et infrarouge (ISAAC). Nous avons récupéré des acquisitions VIRCAM datant d'avril 2019 qui nous ont notamment permis de dériver une valeur plus précise de la magnitude limite en quiescence du système.

Nos données, associées à toutes celles disponibles dans la littérature, ont d'abord été utilisées pour raffiner l'estimation de la période orbitale du système, et estimer la distance limite de la source en fonction du type d'étoile compagnon. La photométrie extraite aux deux époques a été utilisée pour ajuster un modèle standard de disque d'accrétion multi-couleur, d'une loi de puissance décrivant le rayonnement synchrotron des jets ainsi que d'un corps noir associé à l'étoile compagnon. Les valeurs limites de période orbitale et de distance ont notamment été utilisées pour contraindre l'ajustement.

D'après nos résultats, la période orbitale du système se trouve en-dessous de 11 ± 3 h et sa distance est comprise entre 2.6 et 4.8 kpc. L'étoile compagnon est de type K0–M0 V. Entre le sursaut et la décroissance, notre modèle converge vers une augmentation du rayon interne du disque d'accrétion, accompagné d'une baisse de température. Le rayonnement synchrotron à haute énergie diminue en intensité tout en gardant le même indice spectral. La gamme du visible fait coexister ce rayonnement avec l'émission thermique du disque, et finit par être dominée par le synchrotron des jets pendant la décroissance. Dans tous les cas, l'émission de l'étoile compagnon est négligeable devant tout le reste. La luminosité en optique/infrarouge et celle en X nous permet par ailleurs de confirmer que Swift J1745-26 est bien restée dans l'état bas/dur pendant son sursaut.

Ces travaux ont permis d'apporter un peu plus de contraintes sur les caractéristiques de ce système binaire, qui par sa nature transitoire reste malheureusement inobservable depuis 2013. Bien que notre modélisation ne nous permette pas de donner des valeurs absolues fiables sur ces caractéristiques physiques (notamment au niveau de la température du disque et de sa taille), nous avons bien mis en évidence une évolution entre le sursaut et la décroissance. Les limites de notre étude résident majoritairement dans l'impossibilité d'avoir des données dans le domaine des ultraviolets, notamment à cause de la forte absorption du système. Cette gamme de longueur d'onde nous aurait notamment permis de contraindre précisément les caractéristiques absolues du disque d'accrétion pendant le sursaut. Dans le futur, un moyen de raffiner nos travaux serait de pouvoir enfin détecter l'étoile compagnon du système, afin de contraindre son type spectral ainsi que sa distance. C'est quelque chose de tout à fait possible observationnellement parlant, mais qui nécessiterait tout de même la mobilisation d'un télescope de grande taille pendant un temps non-négligeable.

À terme, ce genre d'étude pourra être confrontée aux modèles qui décrivent le comportement global de ce type de sources transitaires, et qui tentent de les expliquer de manière unifiée (voir [Marcel et al. 2018a](#) et [Marcel et al. 2018b](#)). Les sources transitaires sont intrinsèquement complexes dans les mécanismes qu'elles mettent en jeu, et représentent aussi un défi observationnel car elles nécessitent une couverture multi-longueur d'onde en temps réel. L'astronomie du ciel transitoire et multi-longueur d'onde est justement en pleine expansion, avec notamment l'arrivée prochaine du satellite franco-chinois *SVOM* qui combine les domaines gamma, X et optique depuis son orbite avec un suivi au sol en optique, et ce en cherchant en temps réel de nouvelles

sources dans le ciel. L'apport de telles missions réside dans la capacité nouvelle d'avoir un suivi très réactif et surtout reproductible sur différentes sources. Pour les binaires X, ce sera l'occasion de construire un échantillon conséquent d'observations permettant de caractériser leur comportement dans le temps.

Références

- Begelman, M. C. & Armitage, P. J. 2014, *The Astrophysical Journal*, 782, L18 [223](#)
- Belloni, T., Cadolle Bel, M., Casella, P., et al. 2012, *The Astronomer's Telegram*, 4450, 1 [224](#)
- Cadolle Bel, M., Ribó, M., Rodriguez, J., et al. 2007, *The Astrophysical Journal*, 659, 549 [225](#)
- Capitanio, F., Belloni, T., Del Santo, M., & Ubertini, P. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 398, 1194 [225](#)
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245 [230](#)
- Chaty, S., Muñoz Arjonilla, A. J., & Dubus, G. 2015, *Astronomy and Astrophysics*, 577, A101 [225](#)
- Corral-Santana, J. M., Casares, J., Muñoz-Darias, T., et al. 2016, *Astronomy and Astrophysics*, 587, A61 [242](#)
- Cox, A. N. 2000, *Allen's Astrophysical Quantities* [237](#), [243](#)
- Cummings, J. R., Barthelmy, S. D., Baumgartner, W. H., et al. 2012, *GRB Coordinates Network*, 13775, 1 [224](#), [249](#)
- Cunningham, C. 1976, *The Astrophysical Journal*, 208, 534 [240](#)
- Curran, P. A. & Chaty, S. 2013, *Astronomy and Astrophysics*, 557, A45 [225](#)
- de Ugarte Postigo, A., Sanchez-Ramirez, R., Munoz-Darias, T., et al. 2012, *The Astronomer's Telegram*, 4388, 1 [225](#), [249](#)
- Dubus, G., Lasota, J.-P., Hameury, J.-M., & Charles, P. 1999, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 303, 139 [246](#)
- Eggleton, P. P. 1983, *The Astrophysical Journal*, 268, 368 [239](#)
- Ferrigno, C., Bozzo, E., Del Santo, M., & Capitanio, F. 2012, *Astronomy and Astrophysics*, 537, L7 [225](#)
- Grebenev, S. A. & Sunyaev, R. A. 2012, *The Astronomer's Telegram*, 4401, 1 [224](#)
- Güver, T. & Özel, F. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 400, 2050 [225](#), [230](#)
- Hynes, R. I., Britt, C. T., Jonker, P. G., Wijnands, R., & Greiss, S. 2012, *The Astronomer's Telegram*, 4417, 1 [233](#), [235](#)
- Hynes, R. I., Haswell, C. A., Chaty, S., Shrader, C. R., & Cui, W. 2002, *MNRAS*, 331, 169 [242](#), [244](#)
- Jonker, P. G., Bassa, C. G., Nelemans, G., et al. 2011, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 194, 18 [233](#)
- Kalemci, E., Arabaci, M. , Güver, T., et al. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 445, 1288 [225](#), [230](#)
- Marcel, G., Ferreira, J., Petrucci, P.-O., et al. 2018a, *Astronomy and Astrophysics*, 617, A46 [225](#), [249](#)

- Marcel, G., Ferreira, J., Petrucci, P.-O., et al. 2018b, *Astronomy and Astrophysics*, 615, A57 [225](#), [249](#)
- Miller-Jones, J. C. A. & Sivakoff, G. R. 2012, *The Astronomer's Telegram*, 4394, 1 [225](#)
- Mirabel, I. F., Rodriguez, L. F., Cordier, B., Paul, J., & Lebrun, F. 1992, *Nature*, 358, 215 [223](#)
- Muñoz-Darias, T., de Ugarte Postigo, A., Russell, D. M., et al. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 432, 1133 [225](#), [237](#), [244](#), [249](#)
- Ogilvie, G. I. & Dubus, G. 2001, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 320, 485 [246](#)
- Papaloizou, J. & Pringle, J. E. 1977, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 181, 441 [239](#)
- Russell, D. M., Fender, R. P., Hynes, R. I., et al. 2006, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 371, 1334 [248](#)
- Russell, D. M., Lewis, F., Munoz-Darias, T., & Kalemci, E. 2013, *The Astronomer's Telegram*, 5084, 1 [225](#)
- Sbarufatti, B., Kennea, J. A., Stroh, M. C., et al. 2013, *The Astronomer's Telegram*, 4782, 1 [225](#), [249](#)
- Shahbaz, T. & Kuulkers, E. 1998, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 295, L1 [235](#), [236](#)
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, *Astronomy and Astrophysics*, 500, 33 [240](#)
- Tetarenko, A. J., Sivakoff, G. R., Miller-Jones, J. C. A., et al. 2015, *The Astrophysical Journal*, 805, 30 [247](#), [249](#)
- Tomsick, J. A., DelSanto, M., & Belloni, T. 2012, *The Astronomer's Telegram*, 4393, 1 [225](#), [230](#)
- Vovk, I., Ferrigno, C., Drave, E. B. S. P., et al. 2012, *The Astronomer's Telegram*, 4381, 1 [224](#)

L'article soumis dans *Astronomy & Astrophysics*

Broad-band spectral energy distribution of the X-ray transient Swift J1745-26 from outburst to quiescence[★]

Sylvain Chaty^{1,2}, Francis Fortin^{1,2}, and Alicia López-Oramas³

¹ AIM, CEA, CNRS, Université Paris-Saclay, Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

² APC, Université Paris Diderot, CNRS-IN2P3, CEA/Irfu, Observatoire de Paris, Université de Paris, 10 rue Alice Domon et Léonie Duquet, 75205 Paris 13, France

³ Instituto de Astrofísica de Canarias, E-38200 La Laguna, and Universidad de La Laguna, Dpto. Astrofísica, E-38206 La Laguna, Tenerife, Spain

Received xxx / Accepted xxx

ABSTRACT

Aims. We study the X-ray transient Swift J1745-26, using observations obtained from its outburst in September 2012, up to its decay towards quiescence in March 2013.

Methods. We obtained optical and infrared observations, through override programme at ESO/VLT with FORS2 and ISAAC instruments, and added archival optical (VLT/VIRCAM), radio and X-ray (*Swift*) observations, to build the lightcurve and the broad-band Spectral Energy Distribution (SED) of Swift J1745-26.

Results. We show that, during its outburst and also during its decay towards quiescence, Swift J1745-26 SED can be adjusted, from infrared up to X-rays, by the sum of both a viscous irradiated multi-colour blackbody emitted by an accretion disk, and a synchrotron powerlaw at high energy. In the radio domain, the SED arises from synchrotron emission from the jet. While our SED fitting confirms that the source remained in the low/hard state during its outburst, we determine an X-ray spectral break at frequency $3.1 \text{ Hz} \leq \nu_{\text{break}} \leq 3.4 \times 10^{14} \text{ Hz}$, and a radio spectral break at $10^{12} \text{ Hz} \leq \nu_{\text{break}} \leq 10^{13} \text{ Hz}$. We also show that the system is compatible with an absorption A_V of ~ 7.69 magnitudes, lies **within a distance interval of $D \sim [2.6-4.8] \text{ kpc}$, with an upper limit of orbital period $P_{\text{orb}} = 11.3 \text{ hours}$** , and that the companion star is a late-type star of spectral type in the range K0 – M0 V, confirming that the system is a low-mass X-ray binary. We finally plot the position of Swift J1745-26 on an optical-infrared – X-ray luminosity diagram: its localization on this diagram is consistent with the source staying in the low-hard state **during outburst and decay phases**.

Conclusions. By using new observations obtained at ESO/VLT with FORS2 and ISAAC, and adding archival optical (VLT/VIRCAM), radio and X-ray (*Swift*) observations, we built the lightcurve and the broad-band SED of Swift J1745-26, and we plot its position on an optical-infrared – X-ray luminosity diagram. By fitting the SED, we characterized the emission of the source from infrared, via optical, up to X-ray domain, we determined the position of both the radio and X-ray spectral breaks, we confirmed that it remained in the low-hard state during outburst and decay phases, and we derived its absorption, distance interval, orbital period upper limit, and the late-type nature of companion star, confirming Swift J1745-26 is a low-mass X-ray binary.

Key words. accretion, accretion disks – black hole physics – (ISM:) dust, extinction – infrared: stars – X-rays: binaries – X-rays: individuals: Swift J174510.8–262411, Swift J1745-26

1. Introduction

Soft X-ray transients (SXT) are low-mass X-ray binaries systems (LMXB), composed of a low-mass ($M \leq 1 M_\odot$) star and a compact object, either a neutron star or a black hole (see Chaty 2013). These systems spend most of their lives in quiescence (typically years to decades) when their X-ray luminosity is very low ($L_X \sim 10^{31} \text{ erg s}^{-1}$, i.e. well below the Eddington luminosity; Gallo et al. 2012). From time to time, they exhibit violent

outbursts at all wavelengths, which evolve on short timescales of days (or even less). During these outbursts, matter from the star is accreted onto the compact object, via Roche-Lobe overflow and accumulation in an accretion disc, reaching bright X-ray luminosities up to $L_X \sim 10^{38-39} \text{ erg s}^{-1}$. The behaviour of SXT in both radio and X-rays is well described by a unified model (Fender 2010). A typical outburst is characterised by a fast rise in luminosity, with hard X-ray emission dominated by a hot inner accretion disk and synchrotron emission coming from a radio jet (*low/hard state*), followed by an exponential decay, until the stellar emission begins to be revealed in optical

Send offprint requests to: S. Chaty e-mail: chaty@cea.fr

[★] Based on observations collected at the European Organisation for Astronomical Research in the Southern Hemisphere under ESO programmes 089.D-0191 and 090.D-077 (PI Chaty).

and infrared (OIR), and eventually the jet disappears (*high/soft state*).

One such source is the transient black hole candidate Swift J174510.8-262411 (called thereafter Swift J1745-26), discovered by *Swift*/BAT (15 – 50 keV) on September 16th, 2012 (MJD 56186.39, Cummings et al. 2012b) and detected by *Swift*/XRT (0.2 – 10 keV, Cummings et al. 2012a), located at RA (J2000) = $17^h45^m10\rlap{.}^s82$, Dec (J2000) = $-26^\circ24'12\rlap{.}''7$. The flux increase was similar to those observed in black hole transients. It was classified as a *failed* transition since it did not reach the soft state (Belloni et al. 2012). Following the outburst rise, the source remained in the hard state (Tomsick et al. 2012; Sbarufatti et al. 2013), and it changed to hard/intermediate state in MJD 56370 (Belloni et al. 2012), showing a slightly steeper spectrum. A secondary flare was detected in optical and X-rays on MJD 56380 (Russell et al. 2013). The outburst remained observable until June 2013. Follow-up observations in the optical confirmed the presence of a double-peaked H α line, characteristic of black hole transients (de Ugarte Postigo et al. 2012; Tomsick et al. 2012). Swift J1745-26 was proposed to be classified as an LMXB, with a companion star of spectral type later than A0 and orbital period of less than 21 hours (Muñoz-Darias et al. 2013). Radio and sub-millimeter (sub-mm) observations performed with VLA, SMA and JCMT in September 2012 revealed a powerlaw with inverted spectral index $\alpha \sim 0.07 - 0.17$ (Tetarenko et al. 2015). The outburst decay was well studied in optical and X-ray wavelengths by Kalemci et al. (2014), who concluded that the X-ray spectra was consistent with thermal Comptonization, without ruling out a jet synchrotron origin with a high-energy cut-off at 112 keV.

We triggered observations of Swift J1745-26 at ESO at two different epochs, the first one during its outburst rise on September 2012, and the second one in March 2013 as soon as it was observable again, corresponding to its decay towards quiescence. In the following, we present our study of Swift J1745-26: we describe the observations in Section 2, the results in Section 3, the discussion in Section 4 and the outcomes in Section 5.

2. Observations

2.1. VLT/FORS2 and ISAAC photometric observations

We triggered two sets of observations of Swift J1745-26: first from September 18th, 2012 (ESO ID 089.D-0191, PI Chaty, two nights after the *Swift*/BAT discovery alert), lasting (with uneven sampling) until September 25th, 2012; second from March 06 to 13, 2013 (ESO ID 090.D-077, PI Chaty), covering the decay towards quiescence.

We performed observations with Unit Telescope 1 (UT1) of the Very Large Telescope (VLT) in the OIR domain. Optical observations were carried out with the FORS2 instrument, covering the 0.33 – 1.10 μ m band using U (identified as u-HIGH, $\lambda = 0.365\mu$ m), B (b-HIGH, $\lambda = 0.437\mu$ m), V (v-HIGH, $\lambda = 0.555\mu$ m), R (R-special, $\lambda = 0.655\mu$ m) and I (I-BESS, $\lambda = 0.768\mu$ m) filters. For the infrared observations we used the ISAAC instrument, covering the band between 1 – 2.5 μ m,

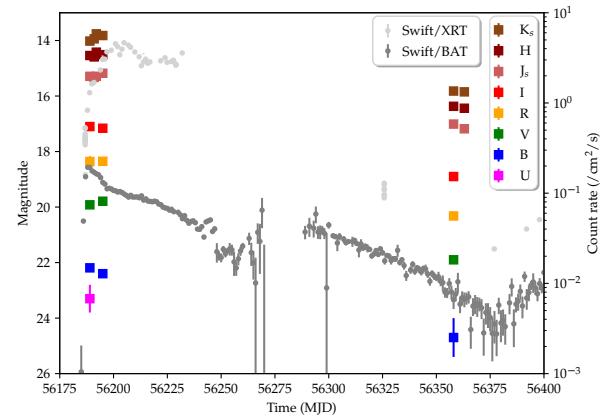


Fig. 1. Optical, infrared and X-ray lightcurves of Swift J1745-26 during its 2012-2013 outburst. UBVRI and J_sHK_s photometry come from the VLT/FORS2 and ISAAC observations, respectively. The high-energy *Swift*/BAT lightcurve comes from archival data.

using the filters J_s ($\lambda = 1.240\mu$ m), H ($\lambda = 1.664\mu$ m) and K_s ($\lambda = 2.164\mu$ m). Airmasses were always between 1.03 and 1.40.

OIR data were reduced using standard IRAF routines, with bias and flat-field correction (Tody 1986, 1993). In addition, the contribution from the thermal sky emission was removed from the infrared data, by pointing at different positions in the sky, that we combined through median-filter to produce a blank thermal sky, which was then removed from our data. The obtained fluxes were calibrated with those of standard stars: PG2213-B and E7-S6 for September 2012, FS121 and E7-S6 for March 2013.

In Table 1 we report our photometry results for both data sets (September 2012 and March 2013 respectively). The OIR lightcurve is shown in Figure 1, overplotted with the X-ray *Swift* lightcurve in order to show the state of the source during its outburst rise, and its decline towards quiescence, respectively. The general trend shows that both OIR and X-ray fluxes decrease from September 2012 to March 2013, indicating that Swift J1745-26 exhibits high activity during the first epoch, decaying towards quiescence during the second epoch.

2.2. VLT/FORS2 spectroscopic observations

We also obtained 340–620 nm optical spectra of Swift J1745-26 with the FORS2 instrument on September 19th, 2012 and March 06th, 2013 (exposure time: 10 min, slit: 0''.7, grism: GRIS_600B, instrument mode: FORS2_Iss_obs_off_fast). However, both spectra do not show any discernable spectral feature, so most likely emanate from the accretion disk emission, and/or a non-thermal synchrotron component.

Date	MJD	U(0.361μm) 60 × 3	B(0.437μm) 60 × 3	V(0.555μm) 60 × 3	R(0.655μm) 60 × 3	I(0.768μm) 60 × 3	J _S (1.240μm) 30 × 9	H(1.664μm) 10 × 9	K _S (2.164μm) 10 × 9
	Exp time (s)								
18/09/2012	56189	23.3±0.5	22.19±0.07	19.92±0.08	18.36±0.2	17.1±0.1	15.29±0.06	14.54±0.06	14.02±0.03
20/09/2012	56191	–	–	–	–	–	15.33±0.07	14.59±0.06	13.94±0.03
22/09/2012	56192	–	–	–	–	–	15.29±0.07	14.42±0.05	13.76±0.03
25/09/2012	56195	–	22.40±0.1	19.79±0.04	18.35±0.04	17.16±0.06	15.18±0.07	14.51±0.06	13.82±0.03
06/03/2013	56358	–	24.7±0.7	21.9±0.1	20.32±0.04	18.90±0.09	17.01±0.04	16.37±0.05	15.82±0.06
12/03/2013	56363	–	–	–	–	–	17.18±0.05	16.44±0.06	15.85±0.04

Table 1. OIR photometry results of Swift J1745-26 during the 2012-2013 outburst, with the date (days, MJD) and apparent magnitudes for the different optical (u, b, v, R and I) and infrared (J_S, H and K_S) filters.

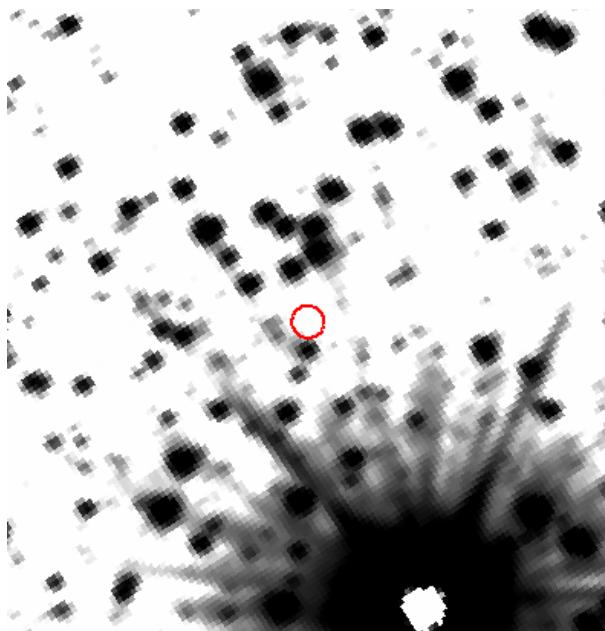


Fig. 2. VIRCAM 38'' × 38'' field of view, North to the top, East to the left, with a 1'' circle around the position of Swift J1745-26.

2.3. VLT/VIRCAM observations

We retrieved a 12 × 4 s K_S band image acquired by ESO/VIRCAM on April 9th, 2019 of the field around Swift J1745-26. The acquisition was performed under the VVV Extended ESO Public Survey (VVVX, program # 198.B-2004(I)). Due to the tiling of the VIRCAM detector, the effective exposure time on the field around the source is 4 × 4 = 16 s. We do not detect the source at this epoch. The limiting K_S magnitude taken at 5σ above the background noise was computed at K_S = 18.2 magnitude (**in the Vega system**). As the source is in quiescence, we suggest that K_S(lim) = 18.2 magnitude can be taken as a lower limit for the apparent magnitude of the companion star. We show the VIRCAM 38'' × 38'' field of view around the position of Swift J1745-26 in Figure 2.

3. Results

We use our OIR (VLT/FORS2 and ISAAC) measurements of September 2012 and March 2013, VIRCAM upper limit, and archival X-ray observations obtained at similar epochs by *Swift/BAT* (Sbarufatti et al. 2013; Kalemcı et al. 2014) and *Swift/XRT* (Sbarufatti et al. 2012), to build an OIR-to-X-

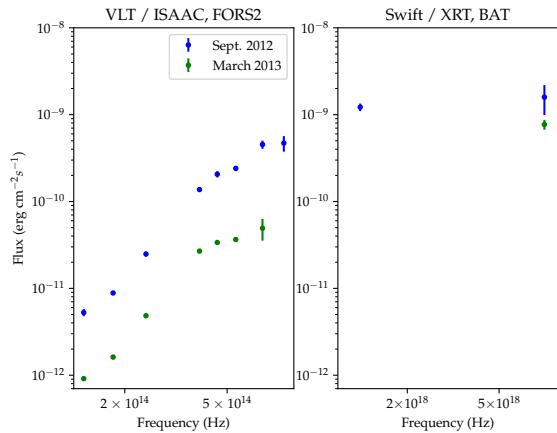


Fig. 3. Spectral energy distribution of VLT/ISAAC (infrared), FORS2 (optical) and *Swift/XRT, BAT* (soft and hard X-rays) data points of Swift J1745-26 during its 2012-2013 outburst.

ray Spectral Energy Distribution (SED) of Swift J1745-26, as shown in Figure 3 (OIR in left panel, and X-rays in right panel respectively).

3.1. Modelling the Spectral Energy Distribution

We fit this SED for both epochs independently. Swift J1745-26 being a (likely black hole) low-mass X-ray binary, we expect that its OIR thermal emission comes from the sum of an accretion disc and a late-type main sequence star. The high energy emission detected by *Swift* should arise from a corona, or from the base of a jet, around the compact object. We thus use three different contributions in our model: first, a multi-colour blackbody accretion disc; second, a cut-off powerlaw for the black hole corona and base of jet; third, a standard blackbody spectrum for the low-mass late-type stellar companion.

We adjust the OIR SED of both epochs with a viscous-irradiated disk model (Hynes et al. 2002), i.e. a sum of a viscous multi-colour blackbody spectrum (Shakura & Sunyaev 1973), with the corresponding modified temperature distribution of an irradiated disc (Cunningham 1976). The multi-colour blackbody component is thus modeled as follows :

$$F_\nu = 2\pi \cos(i) D^2 \int_{R_{in}}^{R_{out}} r B_\nu(T(r)) dr, \quad (1)$$

with B_ν the Planck function for blackbody radiation :

$$B_\nu(T(r)) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT(r)}\right) - 1}, \quad (2)$$

and $T(r)$ the effective temperature at radius r :

$$T^4(r) = T_v^4(r) + T_i^4(r). \quad (3)$$

The temperature profiles due to viscous heating and irradiation are respectively defined as :

$$T_v(r) = T_v \left(\frac{r}{R_{out}} \right)^{\frac{3}{4}} \text{ and } T_i(r) = T_i \left(\frac{r}{R_{out}} \right)^{-\frac{3}{7}}. \quad (4)$$

This multi-colour blackbody model uses six parameters : the inner radius R_{in} and outer radius R_{out} of the accretion disk, the viscous temperature T_v , the irradiated temperature T_i , the inclination angle i , and the distance D .

Concerning the high-energy emission, the X-ray spectrum is adjusted with a powerlaw, defined by two parameters –the amplitude A and the spectral index E –, to which we add a low-energy exponential cut-off at the frequency ν_0 , with the exponential decrease rate governed by the index P , influencing the speed at which the exponential cut-off happens. The equation for the powerlaw (eq. 5), governed by the four parameters $\{A, E, \nu_0, P\}$, is written as:

$$Pl_\nu = \frac{A \times F_A \times \left(\frac{\nu_0}{\nu_A}\right)^P \times \left(\frac{\nu}{\nu_A}\right)^{E-P}}{\exp\left(\left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{-P}\right) - 1}. \quad (5)$$

The amplitude A is normalized using the flux F_A and frequency ν_A of the lowest energy *Swift* data point of 2012, September (1.22×10^{-9} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ flux at 1.25×10^{18} Hz). This presents the advantage of having the amplitude A normalized, independently of the spectral index E and the exponential decrease rate P . Using this equation, the cut-off powerlaw value at ν_0 is ~ 1.7 times lower than the equivalent classical powerlaw.

3.2. Extinction

In order to correct OIR magnitudes for interstellar reddening, we use the column density of Swift J1745-26, as measured in X-rays. Tomsick et al. (2012) derived a value of $N_H = (1.70 \pm 0.04) \times 10^{22}$ cm $^{-2}$ (on MJD 56188, during the rise of the outburst), while Kalemci et al. (2014) obtained $N_H = (2.18 \pm 0.25) \times 10^{22}$ cm $^{-2}$ (by fitting X-ray spectra taken for several nights from MJD 56334 to MJD 56435, during the decay). In this paper we use the relationship between hydrogen column density $-N_H-$ and optical extinction $-A_V-$ in our Galaxy given by Güver & Özel (2009), based on pointed X-ray observations of a large sample of supernova remnants. We derive a total extinction of the system, assuming the two values of N_H , respectively of $A_V = 7.69$ and 9.86 magnitudes. We show in Fig. 4 the results of our fit for these two values of extinction. By taking the high level of absorption ($A_V = 9.86$), the optical data are too bright to be fitted with both a multi-colour blackbody disk and an X-ray powerlaw. On the other

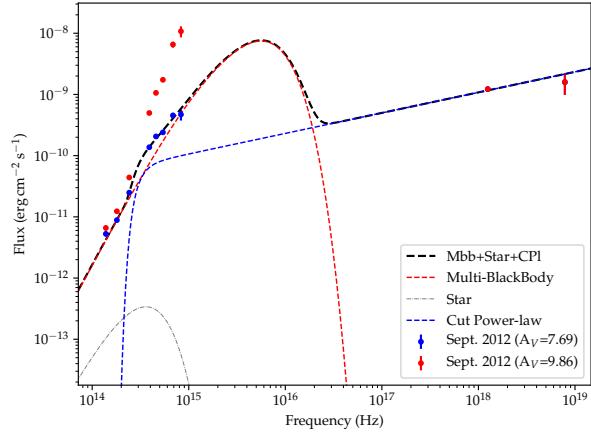


Fig. 4. SED of Swift J1745-26 from OIR to X-rays, for September 2012 observations. The SED is built with data points de-reddened with an $A_V = 7.69$ (blue points) and an $A_V = 9.86$ magnitudes (red points) respectively. The result of the fit is plotted in black, adding the stellar blackbody (grey), the multi-colour blackbody accretion disc (red), and the X-ray powerlaw (blue). While it is impossible to fit the optical data points de-reddened with an A_V of 9.86, a reasonable fit can be obtained with optical and infrared data points de-reddened with an A_V of 7.69 magnitudes.

hand, when choosing the low level of absorption ($A_V = 7.69$), we can reasonably fit both the infrared and optical data by summing the multi-colour blackbody disk with the X-ray powerlaw. In the following we will therefore use the low level of absorption ($A_V = 7.69$) to correct the data for interstellar reddening. Considering $R_V = A_V/E(B-V) = 3.1$, we obtain the extinction coefficients for the other wavelengths (Cardelli et al. 1989): $A_B = 10.28$, $A_R = 5.75$, $A_I = 3.68$, $A_{J_s} = 2.17$, $A_H = 1.46$ and $A_{K_s} = 0.88$ magnitudes.

3.3. Distance

The distance can not be derived directly from **SED fitting**, thus we use the VIRCAM non detection as an upper limit of the flux of Swift J1745-26 in quiescence, to derive the **confidence interval** on the distance for a black-body corresponding to a companion star of a certain spectral type. We thus perform some preliminary fits to explore the space parameters, by interpolating the spectral type and the distance obtained, using the VIRCAM lower limit as an input. We find that spectral types earlier than K0, corresponding to distances higher than 4.8 kpc, give us disk temperature higher than $T \geq 25000$ K, that we reject, based on the highest disk temperature given in Hynes et al. (2002). Similarly, spectral type later than M0, located closer than 2.6 kpc, give us disk temperature lower than $T \leq 1400$ K, that we also reject based on the lowest disk temperature in Hynes et al. (2002). We thus find a valid distance interval D of the system comprised between 2.6 and 4.8 kpc, corresponding to

a stellar spectral type interval of the companion star comprised between K0 and M0 V.

3.4. Orbital period and separation

From our photometric measurements, we can set further constraints on the orbital period of the system, following the method by Muñoz-Darias et al. (2013). The apparent magnitude in the R band during the outburst is $R_{outburst} = 18.36 \pm 0.04$ on MJD 56189. Hynes et al. (2012) determined that the magnitude in quiescence was $R_{quiescence} \geq 23.1 \pm 0.5$ magnitudes. **Taking the spectral type interval of [K0-M0] derived earlier, and the extinction, along with the $K_s(lim) = 18.2$ magnitude obtained from VIRCAM observations, we derive a new upper limit at $R_{quiescence} \geq 25.0$ magnitude, more constraining than the one given by Hynes et al. (2012).** Thus we obtain $\Delta R = R_{quiescence} - R_{outburst} \geq 6.6 \pm 0.2$ magnitude. From Table 1 we assume that $\Delta R \sim \Delta V$, since the trend is similar and the spectrum is disk-dominated. We apply formula (1) from Shahbaz & Kuulkers (1998), which provides an empirical relationship between the outburst amplitude and the orbital period of a system. We obtain an orbital period **upper limit** $P_{orb} \leq 11.3$ hours, **more constraining than** the upper limit of $P_{orb} = 21$ hours proposed by Muñoz-Darias et al. (2013). Considering Formula (2) from Faulkner et al. (1972), the obtained orbital period **upper limit** implies an average density for the companion star of $\rho > 1.21 \text{ g.cm}^{-3}$, corresponding to a spectral type F4 V or later (Kreiken 1953), in agreement with Muñoz-Darias et al. (2013), and consistent with the **[K0-M0]** spectral type **interval** from our fits. Hence, we confirm that Swift J1745-26 is an LMXB.

We finally need to know the size of the accretion disc, constrained between the inner radius R_{in} and the outer radius R_{out} . Assuming a mass of the (likely) black hole of $10 M_\odot$, we will fit R_{in} , defined as a multiple of the Innermost Stable Circular Orbit (ISCO) :

$$ISCO = \frac{6GM}{c^2} = 3R_S \sim 1.3 \times 10^{-4} R_\odot. \quad (6)$$

With a Roche Lobe around the black hole equal to $R_L = 3.1 R_\odot$ (Eggleton 1983), we derive $R_{out} = 0.9 \times R_L = 2.78 R_\odot$. Using the orbital period **upper limit** obtained above, we compute, assuming a circular orbit, an orbital separation of $a \leq 5.1 \pm 1.9 R_\odot$. We finally assume a fixed inclination angle of $i = 45^\circ$.

In the following, we will present the results of our fits performed for a K5 V star ($R = 0.72 R_\odot$, $M = 0.67 M_\odot$, $T_{eff} = 4410\text{K}$, Allen 1973), right in the middle of the [K0 – M0] spectral range, located at a distance of D= 3.5 kpc.

3.5. Fitting September 2012 SED

We are now able to fit the SED from September 2012, with the sum of a multi-colour blackbody and an X-ray powerlaw. Initially, we performed multiple fits with parameters T_v and T_i free, but we obtained too much degeneracy with high uncertainties in the parameters, and a value of T_v that converged towards

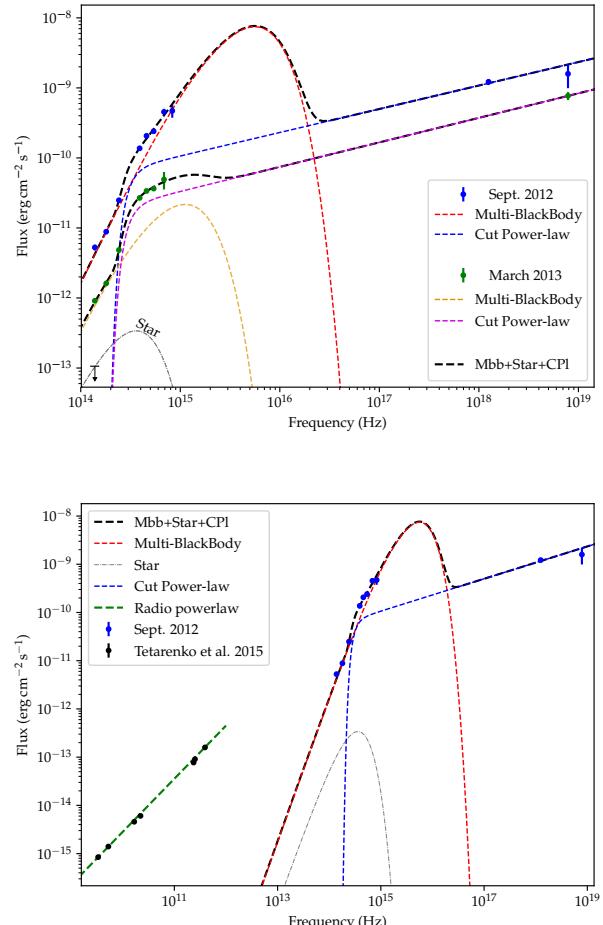


Fig. 5. Top panel: SED of SwiftJ1745-26 from OIR to X-rays, for September 2012 (blue points) and March 2013 (green points) observations. The SED is built with data points de-reddened with $A_V = 7.69$. The result of the fit (plotted in black) is the sum of: multi-colour blackbody accretion disc (in red with $R_{in} = 1600$ ISCO for Sept. 2012, and in yellow with $R_{in} = 2900$ ISCO for March 2013 resp.), X-ray powerlaw (blue for Sept. 2012 and pink for March 2013 resp.) and potentially stellar contribution (grey upper limit). Bottom panel: Broadband SED of SwiftJ1745-26 from radio to X-rays for September 2012 observations, including our best fit obtained by adjusting only infrared, optical to X-ray data points (with same colour coding and $R_{in} = 1600$ ISCO). For completion, we also include radio data points reported in Tetarenko et al. (2015).

0, indicative of a lack of observational constraint in the UV–X-ray range. We will thus consider a disk dominated either by T_v or by T_i . Subsequently, we freezed $T_v = 0$ and let T_i free, with the parameter R_{in} fixed within the range 1 – 30000 ISCO to manually explore the parameter space. We find that we can achieve a best fit for $R_{in} = 300$ ISCO and $T_i = 16400 \pm 700$ K. Finally, we fixed $T_i = 0$ K and allowed T_v to be free, the fit converged towards $R_{in} = 1600$ ISCO and $T_v = 13500 \pm 600$ K. It is degenerate, but at least the high R_{in} value is consistent with

Epoch	χ^2_ν	Multi-blackbody			E	X-ray powerlaw		
		R_{in} (ISCO)	T_v (K)	T_i (K)		A (1.22×10^{-9} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$)	v_0 (10 14 Hz)	P
Sept. 2012	1.923	300 (f)	0(f)	16400 ± 700	0.32 ± 0.05	1.0 ± 0.1	3.4 ± 0.9	4.4 ± 3.2
	2.029	1600 (f)	13500 ± 600	0(f)	0.34 ± 0.05	1.0 ± 0.1	3.2 ± 0.9	5.0 ± 4.5
March 2013	1.743	1300 (f)	0 (f)	4950 ± 70	0.34 ± 0.02	0.34 ± 0.05	3.3 ± 0.3	4.4 ± 1.1
	2.400	2900 (f)	4240 ± 70	0(f)	0.35 ± 0.02	0.33 ± 0.05	3.2 ± 0.3	4.9 ± 1.7

Table 2. Parameters obtained from fitting the September 2012 and March 2013 SED of Swift J1745-26, including ISAAC, FORS2 and *Swift* data (“f” means frozen).

the low-hard state. Even if the lack of high-energy data could potentially allow for a lower R_{in} , corresponding to a high-soft state, we favor a solution with high R_{in} , more consistent with a low-hard state expected at the beginning of the outburst. The only way to better constrain R_{in} would be to have data points within the EUV domain, which seems impossible considering the high extinction of this source (such EUV data had been obtained on XTE J1118+480, a microquasar which exhibited a very low extinction, see Chaty et al. 2003).

To summarize, we have fixed 5 parameters $\{R_{in}, R_{out}, T_i, i, D\}$ and included 5 free parameters $\{T_v, A, E, v_0, P\}$, with 10 data points, resulting in 4 degrees of freedom.

All the results of our fits are reported in Table 2 and plotted in Figure 5 (top panel, with the value of $R_{in} = 1600$ ISCO).

3.6. Fitting March 2013 SED

For March 2013, on the declining part of the outburst, the multi-colour blackbody component contributes less to the overall emission than in September. We added a single one-temperature blackbody due to stellar emission to the disk and X-ray powerlaw. Since for this date there is no contemporaneous *Swift*/XRT observation, we extrapolate the single X-ray *Swift*/BAT measurement to optical data points.

We first performed multiple fits with parameters T_v and T_i free, but as for September 2012 we obtain too much degeneracy in the fits, with high uncertainties in the obtained parameters, with T_v close to 0, again due to a lack of observational constraint in the UV–X-ray range. Then, we freeze $T_v = 0$ and allow T_i to be free, with the parameter R_{in} fixed within the range 1 – 30000 ISCO to manually explore the parameter space. We find that we can achieve a best fit for $R_{in} = 1300$ ISCO and $T_i = 4950 \pm 70$ K. Then, we freeze $T_i = 0$ and leave T_v as a free parameter, the fit converges towards $R_{in} = 2900$ ISCO and $T_v = 4240 \pm 70$ K. It is again degenerate, but consistent with the source still being in the low-hard state, with a higher value of R_{in} than in Sept. 2012, suggesting that the disc has been depleted, contributing less in OIR with the viscous temperature of the disk decreasing, consistent with the source declining towards quiescence.

In all our fits, the X-ray powerlaw is better constrained than in September, and always converges towards the parameters reported in Table 2, and plotted in Figure 5 (top panel), where we show the result for $R_{in} = 2900$ ISCO. There is no substantial

difference between 2012 Sept. and 2013 March concerning the spectral index and cut-off frequency of the X-ray powerlaw.

To summarize, as for Sept. 2012 we have fixed 5 parameters $\{R_{in}, R_{out}, T_i, i, D\}$ and freed 5 parameters $\{T_v, A, E, v_0, P\}$, with 9 data points, thus 3 degrees of freedom.

4. Discussion

We show in Figure 5 (bottom panel) the broad-band SED corresponding to the September 2012 observations, with our infrared-to-X-rays fit, and we added radio observations reported by Tetarenko et al. (2015). The SED shows that the OIR contribution can be described by a viscous and/or irradiated multi-colour blackbody disk model, the broadband spectrum being compatible with the source being in the low/hard state. The maximum peak luminosity corresponds at this date to $L \sim 1.17 \times 10^{37}$ erg s $^{-1}$ (at a distance of 3.5 kpc), compatible with the mentioned state.

Tetarenko et al. (2015) proposed that the powerlaw fitting of the radio/sub-mm data could be extrapolated to shorter wavelengths, including the optical i' -filter observations from Muñoz-Darias et al. (2013), placing a lower limit for the radio jet spectral break at either $v_{break} \geq 2.3 \times 10^{11}$ Hz or $v_{break} \geq 10^{14}$ Hz, depending on the nature of the optical emission: either completely or partially coming from the jet.

We find from our SED fitting that the OIR component is fully consistent with the sum of thermal (optically thick) emission from the accretion disk and non-thermal (synchrotron) emission from the X-ray powerlaw¹. The infrared component does not seem compatible with the extrapolation of the radio powerlaw, therefore the radio spectral break must occur at lower frequencies, i.e. between 10^{12} Hz $\leq v_{break} \leq 10^{13}$ Hz (we thus exclude the higher break frequency possibility proposed by Tetarenko et al. 2015). In addition, from SED fitting we can set an X-ray spectral break at frequencies $3.1 \leq v_{break} \leq 3.5 \times 10^{14}$ Hz.

Russell et al. (2006) found a correlation between OIR and X-ray emission of black hole LMXBs. Taking the fluxes obtained in OIR for the beginning of the outburst (MJD 56188 for optical and MJD 56190 for infrared wavelengths), and X-rays (Tomsick et al. 2012; Sbarufatti et al. 2012), we computed the luminosity of Swift J1745-26 at 3.5 kpc in the dia-

¹ This would naturally explain why there is no discernable feature on the IR spectrum.

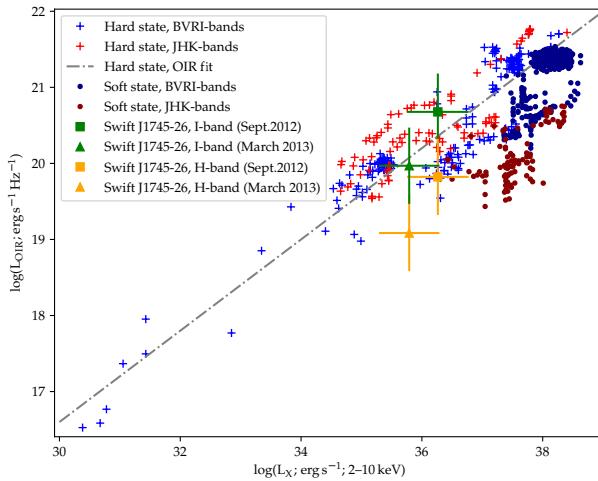


Fig. 6. OIR–X-ray luminosity diagram for black hole LMXB in hard and soft state, data taken from Russell et al. (2006). Swift J1745-26 luminosities, overplotted for I and H bands at 3.5 kpc (green and yellow markers respectively), are located inside the hard-state correlation, thus showing that the source remained in the low/hard state during its outburst.

gram of black hole LMXB (see Figure 6). OIR and X-ray observations of Swift J1745-26 clearly show that the source always remained in the low/hard state in both epochs, maybe entering a hard/intermediate state towards quiescence when the disk retreats, but always excluding a high-soft state (although we can not exclude a brief intrusion into this state). This confirms our results obtained from SED fitting, with a substantial contribution from radio and X-ray powerlaws, the OIR SED being due to a reprocessing of X-rays in a cool accretion disk. We thus suggest, in agreement with Curran et al. (2014), that Swift J1745-26 experienced during 2012–2013 a failed transition between hard and soft state, characterized by a radio jet which never completely quenched, and an accretion disk which never reached a high-soft state emission. This failed transition has already been observed in other black hole transients, such as the microquasars Swift J1753.5-0127 (Cadolle Bel et al. 2007), H 1743-322 (Capitanio et al. 2009; Chaty et al. 2015), MAXI J1836-194 (Ferrigno et al. 2012) and XTE J1550-564 (Curran & Chaty 2013). For instance, in the case of H 1743-322, optical/infrared observations showed that the black hole was both radio-quiet and infrared-dim in the low/hard state (Chaty et al. 2015).

5. Summary

We performed OIR observations of the microquasar Swift J1745-26 during its 2012–2013 outburst with the VLT. Our results can be summarised as follows:

- During its outburst, the Swift J1745-26 SED from infrared up to X-rays can be adjusted by the sum of both a viscous irradiated multi-colour blackbody emitted by an accretion disk, and a synchrotron powerlaw at high energy.

- The OIR emission of Swift J1745-26 arises mainly from a multi-colour blackbody accretion disk, with a power-law contribution from the X-rays, similarly to H 1743-322 (Chaty et al. 2015). On the one hand, since the radio jet does not contribute much to the OIR emission, a spectral break at radio/sub-mm frequencies must exist at frequencies $10^{12} \text{ Hz} \leq \nu_{\text{break}} \leq 10^{13} \text{ Hz}$. On the other hand, from SED fitting we can set an X-ray spectral break at frequencies $3.1 \leq \nu_{\text{break}} \leq 3.4 \times 10^{14} \text{ Hz}$.
- Our SED fitting suggests that the transient source remained in the low/hard state during its outburst, without entering the soft state (so-called failed transition). This is also consistent with the localization of Swift J1745-26 on the optical-infrared – X-ray luminosity diagram.
- From SED fitting, we also show that the system exhibits an absorption of $A_V \sim 7.69$ magnitudes, lies **within a distance interval of $D \sim [2.6 - 4.8] \text{ kpc}$, with an upper limit of orbital period $P_{\text{orb}} \leq 11.3 \text{ hours}$** , and that the companion star is a late-type star of spectral type in the range K0 – M0 V. These results support the classification of Swift J1745-26 as an LMXB.

6. Acknowledgments

The authors are grateful to Dave Russell for the OIR-X-ray data of black hole LMXB kindly sent to build the luminosity diagram in hard and soft state (Russell et al. 2006). We heartfully thank Alexis Coleiro and Federico García for fruitful discussions, Douglas Marshall for a careful rereading of the manuscript, and an anonymous referee who gave us valuable comments. This work was supported by the Centre National d’Etudes Spatiales (CNES), based on observations obtained with MINE –Multi-wavelength INTEGRAL NEtwork–, and through the post-doctoral grant awarded to A. López-Oramas. SC is also grateful to the LabEx UnivEarthS for the funding of Interface project “Galactic binaries towards merging”. This research has made use of NASA’s Astrophysics Data System Bibliographic Services and of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France.

References

- Allen, C. 1973, *Astrophysical Quantities*, Third Edition (New Jersey: The Athlone Press, Humanities Press Inc)
- Belloni, T., Cadolle Bel, M., Casella, P., et al. 2012, *The Astronomer’s Telegram*, 4450
- Cadolle Bel, M., Ribó, M., Rodriguez, J., et al. 2007, *ApJ*, 659, 549
- Capitanio, F., Belloni, T., Del Santo, M., & Ubertini, P. 2009, *MNRAS*, 398, 1194
- Cardelli, J., Clayton, G., & Mathis, J. 1989, *ApJ*, 345, 245
- Chaty, S. 2013, *Advances in Space Research*, 52, 2132
- Chaty, S., Haswell, C. A., Malzac, J., et al. 2003, *MNRAS*, 346, 689
- Chaty, S., Muñoz Arjonilla, A. J., & Dubus, G. 2015, *A&A*, 577, A101

- Cummings, J. R., Barthelmy, S. D., Baumgartner, W. H., et al. 2012a, GRB Coordinates Network, Circular Service, No. 13775, #1 (2012), 13775
- Cummings, J. R., Gronwall, C., Grupe, D., et al. 2012b, GRB Coordinates Network, Circular Service, No. 13774, #1 (2012), 13774
- Cunningham, C. 1976, *ApJ*, 208, 534
- Curran, P. A. & Chaty, S. 2013, *A&A*, 557, A45
- Curran, P. A., Coriat, M., Miller-Jones, J. C. A., et al. 2014, *MNRAS*, 437, 3265
- de Ugarte Postigo, A., Sanchez-Ramirez, R., Munoz-Darias, T., et al. 2012, *The Astronomer's Telegram*, 4388
- Eggleton, P. P. 1983, *ApJ*, 268, 368+
- Faulkner, J., Flannery, B. P., & Warner, B. 1972, *ApJ*, 175, L79
- Fender, R. 2010, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 794, *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, ed. T. Belloni, 115
- Ferrigno, C., Bozzo, E., Del Santo, M., & Capitanio, F. 2012, *A&A*, 537, L7
- Gallo, E., Miller, B. P., & Fender, R. 2012, *MNRAS*, 423, 590
- Güver, T. & Özel, F. 2009, *MNRAS*, 400, 2050
- Hynes, R. I., Britt, C. T., Jonker, P. G., Wijnands, R., & Greiss, S. 2012, *The Astronomer's Telegram*, 4417
- Hynes, R. I., Haswell, C. A., Chaty, S., Shrader, C. R., & Cui, W. 2002, *MNRAS*, 331, 169
- Kalemci, E., Arabacı, M. Ö., Güver, T., et al. 2014, *MNRAS*, 445, 1288
- Kreiken, E. A. 1953, *ZAp*, 32, 125
- Muñoz-Darias, T., de Ugarte Postigo, A., Russell, D. M., et al. 2013, *MNRAS*, 432, 1133
- Russell, D. M., Fender, R. P., Hynes, R. I., et al. 2006, *MNRAS*, 371, 1334
- Russell, D. M., Lewis, F., Munoz-Darias, T., & Kalemci, E. 2013, *The Astronomer's Telegram*, 5084
- Sbarufatti, B., Kennea, J. A., Burrows, D. N., et al. 2012, *The Astronomer's Telegram*, 4383
- Sbarufatti, B., Kennea, J. A., Stroh, M. C., et al. 2013, *The Astronomer's Telegram*, 4782
- Shahbaz, T. & Kuulkers, E. 1998, *MNRAS*, 295, L1
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
- Tetarenko, A. J., Sivakoff, G. R., Miller-Jones, J. C. A., et al. 2015, *ApJ*, 805, 30
- Tody, D. 1986, in *Proc. SPIE*, Vol. 627, *Instrumentation in astronomy VI*, ed. D. L. Crawford, 733
- Tody, D. 1993, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 52, *Astronomical Data Analysis Software and Systems II*, ed. R. J. Hanisch, R. J. V. Brissenden, & J. Barnes, 173
- Tomsick, J. A., DelSanto, M., & Belloni, T. 2012, *The Astronomer's Telegram*, 4393

Conclusion Générale

Conclusion

« *Systèmes binaires : formation, évolution et environnement* » : voilà un titre bien général, derrière lequel il ne faut surtout pas voir une prétention à expliquer l'ensemble des problématiques liées aux binaires X, mais plutôt une volonté d'approcher la question avec des visions différentes. C'est justement une chance que ces sources puissent permettre cela, car les binaires X touchent en effet à des mécanismes physiques variés qui demandent des moyens d'étude eux aussi variés. Rien que l'approche observationnelle, centrale dans les travaux présentés ici, permet de s'intéresser à des systèmes très divers en nature. La réalisation de ces travaux a seulement été possible car ils se basent sur une longue lignée d'instruments, d'observations et d'études sur les binaires X, qui remonte jusqu'aux années 60 avec la première détection en X d'une source ([Giacconi et al. 1962](#)) plus tard identifiée comme un système accrétant. Si cette découverte a initié une vague d'intérêt pour les binaires X au sein de la communauté, la seconde vague est arrivée en 2002 avec *INTEGRAL*, qui a changé la vision de l'époque sur les populations de systèmes de grande masse. Et enfin, en 2017, la première détection multi-messager de la fusion de deux étoiles à neutrons déclenche une troisième vague qui inscrit les binaires X dans des thématiques encore plus larges, que ce soit au niveau physique sur les chemins évolutifs, au niveau statistique sur les populations de binaires, ou au niveau observationnel sur les moyens de suivi multi-messagers mais aussi sur l'astronomie du ciel transitoire.

Cette thèse est donc une tentative de s'intégrer dans cette dynamique. Pour conclure ce manuscrit, on fait ici un court résumé des axes explorés pendant la thèse et des résultats apportés par ces trois dernières années de travail.

Tout d'abord, le recensement des binaires accrétantes par de la motivation de faire un état des lieux pour avoir une vision d'ensemble sur la population actuellement connue. En partant de catalogues généraux de sources de haute énergie ou bien plus focalisés sur certains types de binaires, on a effectué une corrélation croisée afin de rassembler les informations dans une liste unique et auto-cohérente. Cette liste est composée de LMXBs, HMXBs et CVs, certaines étant confirmées et d'autres encore à l'état de candidates. Elle a été confrontée à la base de données repertoriée par le Centre de Données Astronomiques de Strasbourg (CDS, Simbad) pour tenter de retracer leur historique de détection, confirmer leur nature et idéalement obtenir des informations additionnelles qui auraient été mises à jour depuis la publication des derniers catalogues. Il a été noté que pour des sources aussi spécifiques, les informations circulent encore assez mal et que même un service aussi performant que Simbad peut présenter un retard de plusieurs années sur la mise à jour des informations individuelles. Profitant d'une collaboration avec F. Garcia, la liste des HMXBs a bénéficié d'une mise à jour manuelle afin de trouver les meilleures candidates qui pourraient avoir une vitesse anormale, imprimée à leur naissance suite à un événement de supernova (*kick natal*). Globalement, le recensement fait état de 148 binaires X de grande masse, 219 binaires X de faible masse, et de 64 variables cataclysmiques (ces dernières étant exclusivement issues des détections *INTEGRAL*) identifiées dans la Voie Lactée et dans les Nuages de Magellan.

Pour participer de manière active à la complémentation de cette liste de binaire, on a présenté une étude en infrarouge proche qui visait à identifier la nature de source de haute énergie détectées par *INTEGRAL*. Des données spectrophotométriques du VLT/ISAAC ont été utilisées pour localiser une contrepartie infrarouge aux rayonnements X, et déterminer si les sources étaient extragalactiques (noyaux actifs de galaxies) ou bien des binaires accrétantes de notre Voie Lactée. Dans l'échantillon d'une cinquantaine de sources *INTEGRAL*, on a pu produire des résultats concluants pour 14 d'entre-elles. Cinq sont en effet des noyaux actifs de galaxies, mais les 9 autres sont bien des systèmes binaires accrétants, avec 2 BeHMXBs, 2 LM/IMXBs et 5 CVs. L'échantillon ayant été restreint quasi-exclusivement au plan galactique, on se serait attendu à trouver plus de HMXBs. En effet, plusieurs de ces sources étaient à l'état de candidates HMXBs, pour finalement être iden-

tifiées en CVs, ce qui confirme leur trop grande similarité dans la gamme des X et la nécessité de telles campagnes d'identification dans d'autres longueurs d'ondes.

Vient ensuite un projet focalisé sur l'environnement d'une binaire supergéante obscurcie, IGR J16318-4848. Alors inexplorée dans le domaine optique à cause de l'absorption extrême de son rayonnement, cette binaire a été étudiée pendant plus de 15 ans par des équipes différentes, et révèle encore aujourd'hui des caractéristiques inédites. En s'appuyant sur un spectre allant de l'optique aux infrarouges proches (VLT/X-Shooter), on a confirmé la complexité de l'environnement local du système. D'une part, la vitesse du vent équatorial produit par l'étoile centrale a été contrainte précisément par l'analyse de profils spectraux de type P-Cygni. Une composante polaire de ce vent a de plus été identifiée pour la première fois grâce à la raie H α , jamais observée auparavant dans ce système. D'autre part, nous avons mis en évidence la présence de raies au profil en plateau, qui sont générées à l'intérieur même d'un vent émis par le disque de poussières circumbinaires. En modélisant sa distribution spectrale de l'optique aux infrarouges lointains (*Spitzer, Herschel*), nous avons apporté des contraintes sur la géométrie et les tailles absolues des régions émettrices (étoile et cavité centrale, disque de poussières). On montre par ailleurs que le rayonnement optique et infrarouge est dominé par l'émission liée au rebord interne du disque, irradié par l'étoile centrale. Un travail additionnel en collaboration avec A. Sanders sur la modélisation du spectre X-Shooter par le code PoWR d'atmosphère et de vent stellaire vient confirmer les résultats précédents, et montre que l'étoile centrale d'IGR J16318-4848 pourrait avoir chassé la majorité de son enveloppe d'hydrogène via son vent stellaire, pour laisser place à une surface enrichie en hélium.

Enfin, on présente une étude qui porte sur Swift J1745-26, un microquasar composé d'une étoile de faible masse en orbite autour d'un trou noir. Découverte en 2012 lors d'un sursaut, cette source a été observée en cible d'opportunité avec deux instruments du VLT (FORS2, ISAAC) ainsi que par le satellite *Swift* à deux époques (en sursaut, et pendant la décroissance). Des observations récentes avec VLT/VIRCAM nous permettent d'apporter des contraintes sur la valeur limite de la magnitude en quiescence du système, ce qui nous permet de raffiner l'estimation de sa période orbitale ainsi que celle de sa distance. En dérivant la photométrie optique et infrarouge à ces deux époques, nous avons modélisé sa distribution spectrale d'énergie jusque dans les X, et nous pouvons reproduire le comportement du microquasar par une augmentation du rayon interne du disque d'accrétion s'organisant autour du trou noir central. On confirme aussi que Swift J1745-26 a échoué son cycle de transition entre l'état bas/dur et l'état haut/mou, habituellement emprunté par ce type de sources lorsqu'elles entrent en activité.

Perspectives

Si la quasi-totalité des travaux menés pendant cette thèse ont (ou vont) mener à des publications, ils sont loin de clôturer définitivement leur axe d'étude.

Premièrement, et non des moindres, le recensement des binaires X est appelé à muter vers un projet à long terme de catalogue exhaustif. Les premiers pas ont déjà été amorcés notamment grâce à la collaboration avec Federico Garcia et son projet de *kick natal* avec *Gaia*, mais il reste encore beaucoup à accomplir avant de pouvoir parler de catalogue. Comme évoqué en conclusion de la partie II, ce projet sera repris dans le cadre d'un post-doc dans le groupe LISA du laboratoire APC, avec pour but de déterminer les populations actuelles de binaires X qui pourront donner naissance à des couples compacts détectables par le satellite LISA. Ce travail optera pour une approche de simulation d'évolution de binaires X réelles, dont il faudra obtenir des paramètres précis et en nombre pour explorer l'espace des solutions possibles, et *in fine* apporter des éléments de calibration pour les modèles de synthèse de population (Tauris & van den Heuvel 2006; Tauris et al. 2017).

Deuxièmement, la campagne d'identification présentée en partie III n'est qu'une étude parmi tant d'autres, qui se sont efforcées de caractériser la nature de sources de haute énergie de plus en plus nombreuses avec le temps. Au cours de cette thèse, notre équipe a régulièrement fait des

demandes d'observations sur des sources X encore mal identifiées : nous avons obtenu l'acquisition de spectres VLT/X-Shooter de l'UV jusqu'aux infrarouges proches sur 12 sources *INTEGRAL* au printemps 2019 (programme ESO 0102.D-0918, PI Chaty), et très récemment eu la confirmation que notre demande pour une campagne similaire sur 10 sources *INTEGRAL* supplémentaires avec X-Shooter était acceptée pour des acquisitions au printemps 2020. Connaissant les capacités qu'offre X-Shooter, ces données seront une véritable opportunité pour pousser l'analyse de ces sources encore plus loin, par exemple en modélisant leur spectre avec FASTWIND comme cela a déjà été fait pour la binaire supergéante IGR J16465-4507 (Chaty et al. 2016) ou bien avec PoWR comme réalisé sur IGR J16318-4848 (partie IV, Fortin et al. *in prep*).

Et justement : IGR J16318-4848, après plus de 15 ans d'études multi-longueur d'onde, est toujours réticente à révéler ses secrets car elle représente, même avec les télescopes actuels, un véritable défi observationnel. Les autres binaires supergéantes ne sont pas en reste, et elles nous mènent à formuler des questions similaires sur leurs modes de formation, comment elle vont évoluer et comment se caractérise leur environnement local si complexe. C'est avec ces idées en tête que nous avons soumis une demande d'observation VLT/X-Shooter de 8 binaires X supergéantes (PI Fortin) pour confronter 5 systèmes obscurcis avec 3 systèmes transitoires rapides (SFXT, *Supergiant Fast X-ray Transient*) ; bien que cette proposition n'ait pas été retenue, ce projet reste d'actualité et fera nécessairement l'objet de demandes futures...

Enfin, l'astronomie du ciel transitoire semble avoir de beaux jours devant elle. Si il apparaît actuellement difficile de pouvoir approfondir l'étude sur Swift J1745-26 (V), d'autres sources similaires sont vouées à entrer en activité dans les prochaines années. Et à ce moment, le satellite SVOM sera au rendez-vous. Prévu pour un lancement en 2021, cette mission franco-chinoise sera capable de localiser une source de rayonnements gammas (avec ECLAIR et le *Gamma Ray Burst Monitor*), fournir une contrepartie en X (avec le *Microchannel X-ray Telescope*) ainsi qu'en optique (*Visible Telescope*), en bénéficiant de plus d'un suivi dédié au sol (GFT, *Ground Follow-up Telescope*). Cette combinaison unique du ciel transitoire et multi-longueur d'onde sera un outil formidable pour l'étude de nombreuses sources, dont les binaires X.

Tout cela pour conclure que notre époque est celle de grands moyens observationnels, que nous nous devons d'exploiter à leur plein potentiel (et quel potentiel!). Notre vision de l'univers est vouée à changer ; d'ailleurs, ce changement a déjà commencé à opérer grâce au nouveau regard –gravitationnel– que nous pouvons maintenant diriger vers le ciel. Les systèmes binaires, sources multi-longueur d'onde et multi-messagers, resteront surtout sources de questionnements : quel est leur rôle exact dans la vie d'une galaxie ? Les sursauts de rayonnements ionisants, les jets relativistes, la fusion d'objets compacts, tous ces aspects peuvent impacter la dynamique et la chimie du milieu interstellaire, peut-être même influencer la formation des étoiles et, par extension, la formation de nouveaux systèmes binaires.

Références

- Chaty, S., LeReun, A., Negueruela, I., et al. 2016, *Astronomy and Astrophysics*, 591, A87 [265](#)
- Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F. R., & Rossi, B. B. 1962, *Physical Review Letters*, 9, 439 [263](#)
- Tauris, T. M., Kramer, M., Freire, P. C. C., et al. 2017, *The Astrophysical Journal*, 846, 170 [264](#)
- Tauris, T. M. & van den Heuvel, E. P. J. 2006, *Compact stellar X-ray sources*, 39, 623 [264](#)

Liste complète des références

Bibliographie

- Albert, A., André, M., Anton, G., et al. 2017, Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics, 2017, 019
- Ali, B., Carr, J. S., Depoy, D. L., Frogel, J. A., & Sellgren, K. 1995, The Astronomical Journal, 110, 2415
- Allen, D. A., Jones, T. J., & Hyland, A. R. 1985, ApJ, 291, 280
- Bailer-Jones, C. a. L., Rybizki, J., Fouesneau, M., Mantelet, G., & Andrae, R. 2018, The Astronomical Journal, 156, 58
- Balman, S. 2012, Memorie della Societa Astronomica Italiana, 83, 585
- Barlow, E. J., Knigge, C., Bird, A. J., et al. 2006, MNRAS, 372, 224
- Barragán, L., Wilms, J., Pottschmidt, K., et al. 2009, A&A, 508, 1275
- Bartolo, N., Caprini, C., Domcke, V., et al. 2016, Journal of Cosmology and Astro-Particle Physics, 2016, 026
- Bartos, I. & Marka, S. 2019, Nature, 569, 85
- Bayo, A., Rodrigo, C., Barrado y Navascues, D., et al. 2008, VizieR Online Data Catalog, J/A+A/492/277
- Begelman, M. C. & Armitage, P. J. 2014, The Astrophysical Journal, 782, L18
- Belloni, T., Cadolle Bel, M., Casella, P., et al. 2012, The Astronomer's Telegram, 4450, 1
- Benjamin, R. A., Churchwell, E., Babler, B. L., et al. 2003, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 115, 953
- Bertout, C. & Magnan, C. 1987, A&A, 183, 319
- Bird, A. J., Barlow, E. J., Bassani, L., et al. 2006, ApJ, 636, 765
- Bird, A. J., Bazzano, A., Bassani, L., et al. 2010, The Astrophysical Journal Supplement Series, 186, 1
- Bird, A. J., Bazzano, A., Malizia, A., et al. 2016, ApJS, 223, 15
- Bird, A. J., Malizia, A., Bazzano, A., et al. 2007, The Astrophysical Journal Supplement Series, 170, 175
- Bobis, L. & Lequeux, J. 2008, Journal of Astronomical History and Heritage, 11, 97
- Bodaghee, A., Courvoisier, T. J.-L., Rodriguez, J., et al. 2007, Astronomy and Astrophysics, 467, 585
- Bodaghee, A., Rahoui, F., Tomsick, J. A., & Rodriguez, J. 2012a, The Astrophysical Journal, 751, 113
- Bodaghee, A., Tomsick, J. A., & Rodriguez, J. 2012b, The Astrophysical Journal, 753, 3
- Bonnarel, F., Fernique, P., Bienaymé, O., et al. 2000, Astronomy and Astrophysics Supplement Series, 143, 33
- Brandt, S., Budtz-Jørgensen, C., Gotz, D., Hurley, K., & Frontera, F. 2007, The Astronomer's Telegram, 1054, 1
- Cadolle Bel, M., Ribó, M., Rodriguez, J., et al. 2007, The Astrophysical Journal, 659, 549

- Capitanio, F., Belloni, T., Del Santo, M., & Ubertini, P. 2009, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 398, 1194
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, ApJ, 345, 245
- Charles, P. A. & Coe, M. J. 2003, arXiv e-prints, astro
- Charles, P. A. & Coe, M. J. 2006, Compact stellar X-ray sources, 39, 215
- Chaty, S. 2011, Evolution of Compact Binaries, 447, 29
- Chaty, S. 2013, Advances in Space Research, 52, 2132
- Chaty, S., Coleiro, A., Servillat, M., Zurita Heras, J. A., & Rahoui, F. 2012, Proceedings of "An INTEGRAL view of the high-energy sky (the first 10 years)" - 9th INTEGRAL Workshop and celebration of the 10th anniversary of the launch (INTEGRAL 2012). 15-19 October 2012. Bibliotheque Nationale de France, 92
- Chaty, S., LeReun, A., Negueruela, I., et al. 2016, Astronomy and Astrophysics, 591, A87
- Chaty, S., Muñoz Arjonilla, A. J., & Dubus, G. 2015, Astronomy and Astrophysics, 577, A101
- Chaty, S. & Rahoui, F. 2012, The Astrophysical Journal, 751, 150
- Chaty, S., Rahoui, F., Foellmi, C., et al. 2008, Astronomy and Astrophysics, 484, 783
- Chernyakova, M., Lutovinov, A., Rodríguez, J., & Revnivtsev, M. 2005, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 364, 455
- Chiang, E. I. & Goldreich, P. 1997, The Astrophysical Journal, 490, 368
- Chiar, J. E., Ennico, K., Pendleton, Y. J., et al. 2007, ApJ, 666, L73
- Chiar, J. E. & Tielens, A. G. G. M. 2006, The Astrophysical Journal, 637, 774
- Churchwell, E., Babler, B. L., Meade, M. R., et al. 2009, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 121, 213
- Clark, J. S., Bartlett, E. S., Coe, M. J., et al. 2013, A&A, 560, A10
- Coleiro, A. & Chaty, S. 2013, The Astrophysical Journal, 764, 185
- Coleiro, A., Chaty, S., Zurita Heras, J. A., Rahoui, F., & Tomsick, J. A. 2013, Astronomy and Astrophysics, 560, A108
- Collaboration, G., Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2018a, Astronomy and Astrophysics, 616, A1
- Collaboration, G., Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2016a, Astronomy and Astrophysics, 595, A2
- Collaboration, G., Prusti, T., de Bruijne, J. H. J., et al. 2016b, Astronomy and Astrophysics, 595, A1
- Collaboration, H., Aharonian, F., Akamatsu, H., et al. 2018b, Publications of the Astronomical Society of Japan, 70, 17
- Corral-Santana, J. M., Casares, J., Muñoz-Darias, T., et al. 2016, Astronomy and Astrophysics, 587, A61
- Coulter, D. A., Foley, R. J., Kilpatrick, C. D., et al. 2017, Science, 358, 1556
- Courvoisier, T. J.-L., Walter, R., Rodriguez, J., Bouchet, L., & Lutovinov, A. A. 2003, IAU Circular, 8063, 3

- Cox, A. N. 2000, Allen's Astrophysical Quantities
- Cox, N. L. J., Cami, J., Kaper, L., et al. 2014, A&A, 569, A117
- Cummings, J. R., Barthelmy, S. D., Baumgartner, W. H., et al. 2012a, GRB Coordinates Network, 13775, 1
- Cummings, J. R., Gronwall, C., Grupe, D., et al. 2012b, GRB Coordinates Network, 13774, 1
- Cunningham, C. 1976, The Astrophysical Journal, 208, 534
- Curran, P. A. & Chaty, S. 2013, Astronomy and Astrophysics, 557, A45
- Dame, T. M., Hartmann, D., & Thaddeus, P. 2001, ApJ, 547, 792
- de Ugarte Postigo, A., Sanchez-Ramirez, R., Munoz-Darias, T., et al. 2012, The Astronomer's Telegram, 4388, 1
- de Wit, W. J., Oudmaijer, R. D., & Vink, J. S. 2014, Advances in Astronomy, 2014, 270848
- Demircan, O. & Kahraman, G. 1991, Astrophysics and Space Science, 181, 313
- Dhillon, V. 1998, Wild Stars in the Old West, 137, 132
- Dhillon, V. S. & Marsh, T. R. 1995, MNRAS, 275, 89
- Dubus, G., Lasota, J.-P., Hameury, J.-M., & Charles, P. 1999, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 303, 139
- Dullemond, C. P., Dominik, C., & Natta, A. 2001, ApJ, 560, 957
- Edwards, S., Cabrit, S., Strom, S. E., et al. 1987, The Astrophysical Journal, 321, 473
- Eggleton, P. P. 1983, The Astrophysical Journal, 268, 368
- Einstein, A. 1918, Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin, 154
- Epcstein, N., Deul, E., Derriere, S., et al. 1999, VizieR Online Data Catalog, II/240
- Esposito, P., Israel, G. L., Sidoli, L., et al. 2014, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 441, 1126
- Evans, I. N., Primini, F. A., Glotfelty, K. J., et al. 2010, The Astrophysical Journal Supplement Series, 189, 37
- Evans, P. A., Osborne, J. P., Beardmore, A. P., et al. 2014, The Astrophysical Journal Supplement Series, 210, 8
- Faulkner, J., Flannery, B. P., & Warner, B. 1972, The Astrophysical Journal, 175, L79
- Fender, R. P., Maccarone, T. J., & van Kesteren, Z. 2005, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 360, 1085
- Ferrigno, C., Bozzo, E., Del Santo, M., & Capitanio, F. 2012, Astronomy and Astrophysics, 537, L7
- Filliatre, P. & Chaty, S. 2004, The Astrophysical Journal, 616, 469
- Fiocchi, M., Bassani, L., Bazzano, A., et al. 2010, The Astrophysical Journal, 720, 987
- Fiocchi, M., Landi, R., Bassani, L., et al. 2011, The Astronomer's Telegram, 3256, 1

- Fitzpatrick, E. L. 1999, Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 111, 63
- Fogantini, F., García, F., Combi, J., & Chaty, S. 2018, Boletin de la Asociacion Argentina de Astronomia La Plata Argentina, 60, 98
- Fortin, F., Chaty, S., Coleiro, A., Tomsick, J. A., & Nitschelm, C. H. R. 2018, Astronomy and Astrophysics, 618, A150
- Fresneau, A., Vaughan, A. E., & Argyle, R. W. 2007, VizieR Online Data Catalog, J/A+A/469/1221
- Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F. R., & Rossi, B. B. 1962, Physical Review Letters, 9, 439
- Giacconi, R., Kellogg, E., Gorenstein, P., Gursky, H., & Tananbaum, H. 1971, The Astrophysical Journal, 165, L27
- Giménez-García, A., Torrejón, J. M., Eikmann, W., et al. 2015, Astronomy and Astrophysics, 576, A108
- Grebenev, S. A. & Sunyaev, R. A. 2012, The Astronomer's Telegram, 4401, 1
- Groh, J. H. & Vink, J. S. 2011, A&A, 531, L10
- Gräfener, G., Koesterke, L., & Hamann, W.-R. 2002, Astronomy and Astrophysics, 387, 244
- Gursky, H., Giacconi, R., Paolini, F. R., & Rossi, B. B. 1963, Physical Review Letters, 11, 530
- Güver, T. & Öznel, F. 2009, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 400, 2050
- Hamann, W.-R. & Gräfener, G. 2003, Astronomy and Astrophysics, 410, 993
- Hamann, W.-R. & Koesterke, L. 1998, Astronomy and Astrophysics, 335, 1003
- Hanson, M. M., Conti, P. S., & Rieke, M. J. 1996, The Astrophysical Journal Supplement Series, 107, 281
- Hanson, M. M., Kudritzki, R.-P., Kenworthy, M. A., Puls, J., & Tokunaga, A. T. 2005, The Astrophysical Journal Supplement Series, 161, 154
- Harrison, T. E., Osborne, H. L., & Howell, S. B. 2004, The Astronomical Journal, 127, 3493
- Hillen, M., de Vries, B. L., Menu, J., et al. 2015, Astronomy and Astrophysics, 578, A40
- Hillier, D. J. 1991, Astronomy and Astrophysics, 247, 455
- Hillier, D. J., Crowther, P. A., Najarro, F., & Fullerton, A. W. 1998, Astronomy and Astrophysics, 340, 483
- Hoffleit, D. 1997, Journal of the American Association of Variable Star Observers (JAAVSO), 25, 115
- Hummel, W. 2000, IAU Colloq. 175 : The Be Phenomenon in Early-Type Stars, 214, 396
- Hynes, R. I., Britt, C. T., Jonker, P. G., Wijnands, R., & Greiss, S. 2012, The Astronomer's Telegram, 4417, 1
- Hynes, R. I., Clark, J. S., Barsukova, E. A., et al. 2002a, Astronomy and Astrophysics, 392, 991
- Hynes, R. I., Haswell, C. A., Chaty, S., Shrader, C. R., & Cui, W. 2002b, MNRAS, 331, 169
- Høg, E., Fabricius, C., Makarov, V. V., et al. 2000, Astronomy and Astrophysics, 355, L27
- Ibarra, A., Matt, G., Guainazzi, M., et al. 2007, A&A, 465, 501

- Isella, A. & Natta, A. 2005, *Astronomy and Astrophysics*, 438, 899
- Ishihara, D., Onaka, T., Kataza, H., et al. 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 514, A1
- Ivanov, V. D., Rieke, M. J., Engelbracht, C. W., et al. 2004, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 151, 387
- Iyer, N. & Paul, B. 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 471, 355
- Jain, C., Paul, B., & Dutta, A. 2009, *Research in Astronomy and Astrophysics*, 9, 1303
- Jonker, P. G., Bassa, C. G., Nelemans, G., et al. 2011, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 194, 18
- Jonker, P. G., Galloway, D. K., McClintock, J. E., et al. 2004, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 354, 666
- Kalemci, E., Arabacı, M. , Güver, T., et al. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 445, 1288
- Kaplan, D. L., Moon, D.-S., & Reach, W. T. 2006, *ApJ*, 649, L107
- Kausch, W., Noll, S., Smette, A., et al. 2015, *Astronomy and Astrophysics*, 576, A78
- Kawka, A. 2018, *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnate Pleso*, 48, 228
- Kleinmann, S. G. & Hall, D. N. B. 1986, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 62, 501
- Konar, S. 2017, *Journal of Astrophysics and Astronomy*, 38, 47
- Kreiken, E. A. 1953, *Zeitschrift fur Astrophysik*, 32, 125
- Krivoros, R. A., Tsygankov, S. S., Lutovinov, A. A., et al. 2015, *The Astrophysical Journal*, 809, 140
- Kurfürst, P., Feldmeier, A., & Krčička, J. 2017, *The B[e] Phenomenon : Forty Years of Studies*, 508, 17
- Lachaume, R., Preibisch, T., Driebe, T., & Weigelt, G. 2007, *A&A*, 469, 587
- Lamers, H. J. G. L. M., Zickgraf, F.-J., de Winter, D., Houziaux, L., & Zorec, J. 1998, *A&A*, 340, 117
- Landi, R., Bassani, L., Malizia, A., et al. 2010a, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 403, 945
- Landi, R., Malizia, A., Bazzano, A., et al. 2010b, *The Astronomer's Telegram*, 3078, 1
- Landi, R., Masetti, N., Malizia, A., et al. 2008, *The Astronomer's Telegram*, 1539, 1
- Lenorzer, A., Vandenbussche, B., Morris, P., et al. 2002, *Astronomy and Astrophysics*, 384, 473
- Leyder, J.-C., Walter, R., & Rauw, G. 2008, *Astronomy and Astrophysics*, 477, L29
- Lindgren, L., Hernández, J., Bombrun, A., et al. 2018, *Astronomy and Astrophysics*, 616, A2
- Liu, C., Li, L., Zhang, F., et al. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 424, 1841
- Liu, Q. Z., van Paradijs, J., & van den Heuvel, E. P. J. 2000, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 147, 25
- Liu, Q. Z., van Paradijs, J., & van den Heuvel, E. P. J. 2006, *Astronomy and Astrophysics*, 455, 1165
- Liu, Q. Z., van Paradijs, J., & van den Heuvel, E. P. J. 2007, *Astronomy and Astrophysics*, 469, 807

- Lopes de Oliveira, R., Motch, C., Haberl, F., Negueruela, I., & Janot-Pacheco, E. 2006, *Astronomy and Astrophysics*, 454, 265
- Lutovinov, A., Walter, R., Belanger, G., et al. 2003, *The Astronomer's Telegram*, 155, 1
- Maggiore, M. & Poisson, E. 2008, *Classical and Quantum Gravity*, 25, 209002
- Malizia, A., Bassani, L., Di Cocco, G., et al. 2004, *The Astronomer's Telegram*, 227, 1
- Malizia, A., Bassani, L., Sguera, V., et al. 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 408, 975
- Malizia, A., Landi, R., Bassani, L., et al. 2007, *The Astrophysical Journal*, 668, 81
- Mamajek, E. E., Kenworthy, M. A., Hinz, P. M., & Meyer, M. R. 2010, *AJ*, 139, 919
- Maravelias, G., Kraus, M., Cidale, L. S., et al. 2018, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 480, 320
- Marcel, G., Ferreira, J., Petrucci, P.-O., et al. 2018a, *Astronomy and Astrophysics*, 617, A46
- Marcel, G., Ferreira, J., Petrucci, P.-O., et al. 2018b, *Astronomy and Astrophysics*, 615, A57
- Marsh, T. R., Dhillon, V. S., & Duck, S. R. 1995, *MNRAS*, 275, 828
- Masetti, N., Bassani, L., Bazzano, A., et al. 2006a, *Astronomy and Astrophysics*, 455, 11
- Masetti, N., Mason, E., Bassani, L., et al. 2006b, *Astronomy and Astrophysics*, 448, 547
- Masetti, N., Mason, E., Morelli, L., et al. 2008, *Astronomy and Astrophysics*, 482, 113
- Masetti, N., Morelli, L., Palazzi, E., et al. 2006c, *Astronomy and Astrophysics*, 459, 21
- Masetti, N., Palazzi, E., Bassani, L., Malizia, A., & Stephen, J. B. 2004, *Astronomy and Astrophysics*, 426, L41
- Masetti, N., Parisi, P., Jiménez-Bailón, E., et al. 2012, *Astronomy and Astrophysics*, 538, A123
- Masetti, N., Parisi, P., Palazzi, E., et al. 2010, *A&A*, 519, A96
- Masetti, N., Parisi, P., Palazzi, E., et al. 2013, *Astronomy and Astrophysics*, 556, A120
- Masetti, N., Parisi, P., Palazzi, E., et al. 2009, *Astronomy and Astrophysics*, 495, 121
- Masetti, N., Pretorius, M. L., Palazzi, E., et al. 2006d, *Astronomy and Astrophysics*, 449, 1139
- Matt, G. & Guainazzi, M. 2003, *MNRAS*, 341, L13
- McCuskey, S. W. 1949, *The Astrophysical Journal*, 109, 426
- Meilland, A., Kanaan, S., Borges Fernandes, M., et al. 2010, *A&A*, 512, A73
- Mereminskiy, I. A., Grebenev, S. A., Krivonos, R. A., Chelovekov, I. V., & Sunyaev, R. A. 2017, *The Astronomer's Telegram*, 10256, 1
- Mermilliod, J. C. 2006, *VizieR Online Data Catalog*, II/168
- Millour, F., Chesneau, O., Borges Fernandes, M., et al. 2009, *Astronomy and Astrophysics*, 507, 317
- Millour, F., Meilland, A., Chesneau, O., et al. 2011, *A&A*, 526, A107
- Mirabel, I. F. & Rodrigues, I. 2003, *Astronomy and Astrophysics*, 398, L25

- Mirabel, I. F., Rodriguez, L. F., Cordier, B., Paul, J., & Lebrun, F. 1992, *Nature*, 358, 215
- Molkov, S. V., Cherepashchuk, A. M., Lutovinov, A. A., et al. 2004, *Astronomy Letters*, 30, 534
- Monet, D. G., Levine, S. E., Canzian, B., et al. 2003, *The Astronomical Journal*, 125, 984
- Monnier, J. D., Millan-Gabet, R., Billmeier, R., et al. 2005, *The Astrophysical Journal*, 624, 832
- Moon, D.-S., Kaplan, D. L., Reach, W. T., et al. 2007, *The Astrophysical Journal*, 671, L53
- Morales Durán, C., Alfonso Garzón, J., & Freire Ferrero, R. 2006, *Lecture Notes and Essays in Astrophysics*, 2, 189
- Murray, N. 2011, *The Astrophysical Journal*, 729, 133
- Muñoz-Darias, T., de Ugarte Postigo, A., Russell, D. M., et al. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 432, 1133
- Negueruela, I., Smith, D. M., Reig, P., Chaty, S., & Torrejón, J. M. 2006, *The X-ray Universe 2005*, 604, 165
- Ness, M., Freeman, K., Athanassoula, E., et al. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 430, 836
- Nowak, M. A., Paizis, A., Jaisawal, G. K., et al. 2019, *The Astrophysical Journal*, 874, 69
- Ogilvie, G. I. & Dubus, G. 2001, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 320, 485
- Orio, M., Zezas, A., Munari, U., Siviero, A., & Tepedelenlioglu, E. 2007, *The Astrophysical Journal*, 661, 1105
- Papaloizou, J. & Pringle, J. E. 1977, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 181, 441
- Pelupessy, I., Lamers, H. J. G. L. M., & Vink, J. S. 2000, *Astronomy and Astrophysics*, 359, 695
- Poggendorff, J. C. 1863, Verlag Johan Ambrosius Barth, Leipzig, 2, 712
- Porter, J. M. 2003, *Astronomy and Astrophysics*, 398, 631
- Pottasch, S. R. 1984a, in *Planetary Nebulae, Astrophysics and Space Science Library* (Springer, Dordrecht), 38–70
- Pottasch, S. R. 1984b, *Astrophysics and Space Science Library*, 107
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, Cambridge : University Press
- Rahoui, F., Chaty, S., Lagage, P.-O., & Pantin, E. 2008, *A&A*, 484, 801
- Ramirez, S. V., Depoy, D. L., Frogel, J. A., Sellgren, K., & Blum, R. D. 1997, *AJ*, 113, 1411
- Ratti, E. M., Bassa, C. G., Torres, M. a. P., et al. 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 408, 1866
- Ratti, E. M., Grunsven, V., J. T. F., et al. 2013, *MNRAS*, 431, L10
- Regály, Z., Sándor, Z., Dullemond, C. P., & Kiss, L. L. 2011, *A&A*, 528, A93
- Reimers, D. 1977, *Astronomy and Astrophysics*, 61, 217
- Reis, R. C., Wheatley, P. J., Gänsicke, B. T., & Osborne, J. P. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 430, 1994

- Revnivtsev, M. G., Sazonov, S. Y., Gilfanov, M. R., & Sunyaev, R. A. 2003, *Astronomy Letters*, 29, 587
- Revnivtsev, M. G., Sazonov, S. Y., Molkov, S. V., et al. 2006, *Astronomy Letters*, 32, 145
- Ritter, H. 1984, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 57, 385
- Rix, H.-W. & Bovy, J. 2013, *Astronomy and Astrophysics Review*, 21, 61
- Robinson, E. L., Ivans, I. I., & Welsh, W. F. 2002, *The Astrophysical Journal*, 565, 1169
- Rodriguez, J., Tomsick, J. A., & Bodaghee, A. 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 517, A14
- Rodriguez, J., Tomsick, J. A., & Chaty, S. 2008, *Astronomy and Astrophysics*, 482, 731
- Rodriguez, J., Tomsick, J. A., & Chaty, S. 2009, *Astronomy and Astrophysics*, 494, 417
- Romano, P., Sidoli, L., Mangano, V., Mereghetti, S., & Cusumano, G. 2007, *Astronomy and Astrophysics*, 469, L5
- Rosario, D. J., McIntosh, D. H., van der Wel, A., et al. 2015, *Astronomy and Astrophysics*, 573, A85
- Rosen, S. R., Webb, N. A., Watson, M. G., et al. 2016, *Astronomy and Astrophysics*, 590, A1
- Rousselot, P., Lidman, C., Cuby, J.-G., Moreels, G., & Monnet, G. 2000, *Astronomy and Astrophysics*, 354, 1134
- Russeil, D. 2003, *A&A*, 397, 133
- Russell, D. M., Fender, R. P., Hynes, R. I., et al. 2006, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 371, 1334
- Russell, D. M., Lewis, F., Munoz-Darias, T., & Kalemci, E. 2013, *The Astronomer's Telegram*, 5084, 1
- Sana, H. 2017, *The Lives and Death-Throes of Massive Stars*, 329, 110
- Sander, A., Shenar, T., Hainich, R., et al. 2015, *Astronomy and Astrophysics*, 577, A13
- Sarna, M. J., Ergma, E., & Gerskevits, J. 2001, *Astronomische Nachrichten*, 322, 405
- Sathyaprakash, B. S. & Schutz, B. F. 2009, *Living Reviews in Relativity*, 12, 2
- Sazonov, S., Churazov, E., Revnivtsev, M., Vikhlinin, A., & Sunyaev, R. 2005, *Astronomy and Astrophysics*, 444, L37
- Sazonov, S., Revnivtsev, M., Burenin, R., et al. 2008, *Astronomy and Astrophysics*, 487, 509
- Sbarufatti, B., Kennea, J. A., Stroh, M. C., et al. 2013, *The Astronomer's Telegram*, 4782, 1
- Schlafly, E. F. & Finkbeiner, D. P. 2011, *ApJ*, 737, 103
- Schmidt, G. D. 1999, *Annapolis Workshop on Magnetic Cataclysmic Variables*, 157, 207
- Schwarzschild, K. 1916, *Abh. Konigl. Preuss. Akad. Wissenschaften Jahre 1906,92*, Berlin, 1907, 1916, 189
- Seriacopi, D. B., Carciofi, A. C., & Magalhães, A. M. 2017, *The B[e] Phenomenon : Forty Years of Studies*, 508, 109
- Shahbaz, T. & Kuulkers, E. 1998, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 295, L1
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, *Astronomy and Astrophysics*, 500, 33
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, *The Astronomical Journal*, 131, 1163

- Smette, A., Sana, H., Noll, S., et al. 2015, *Astronomy and Astrophysics*, 576, A77
- Sowers, J. W., Gies, D. R., Bagnuolo, W. G., et al. 1998, *The Astrophysical Journal*, 506, 424
- Steeghs, D. & Casares, J. 2002, *The Astrophysical Journal*, 568, 273
- Steele, I. A., Negueruela, I., & Clark, J. S. 1999, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 137, 147
- Stehle, R. & Ritter, H. 1999, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 309, 245
- Stephenson, C. B. & Sanduleak, N. 1971, *Publications of the Warner & Swasey Observatory*, 1, 1
- Tannirkulam, A., Monnier, J. D., Millan-Gabet, R., et al. 2008, *The Astrophysical Journal*, 677, L51
- Tauris, T. M., Kramer, M., Freire, P. C. C., et al. 2017, *The Astrophysical Journal*, 846, 170
- Tauris, T. M. & van den Heuvel, E. P. J. 2006, *Compact stellar X-ray sources*, 39, 623
- Taylor, M. B. 2005, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIV*, 347, 29
- Tetarenko, A. J., Sivakoff, G. R., Miller-Jones, J. C. A., et al. 2015, *The Astrophysical Journal*, 805, 30
- Tomsick, J. A., Bodaghee, A., Chaty, S., et al. 2012a, *The Astrophysical Journal*, 754, 145
- Tomsick, J. A., Chaty, S., Rodriguez, J., Walter, R., & Kaaret, P. 2008, *The Astrophysical Journal*, 685, 1143
- Tomsick, J. A., Chaty, S., Rodriguez, J., Walter, R., & Kaaret, P. 2009, *The Astrophysical Journal*, 701, 811
- Tomsick, J. A., DelSanto, M., & Belloni, T. 2012b, *The Astronomer's Telegram*, 4393, 1
- Torres, A. F., Cidale, L. S., Kraus, M., et al. 2018, *A&A*, 612, A113
- van Paradijs, J. 1995a, *X-ray Binaries*, 536
- van Paradijs, J. 1995b, *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, 450, 281
- Vink, J. S. 2018, *A&A*, 619, A54
- Vink, J. S. & de Koter, A. 2002, *A&A*, 393, 543
- Vovk, I., Ferrigno, C., Drave, E. B. S. P., et al. 2012, *The Astronomer's Telegram*, 4381, 1
- Vrtilek, S. D., Raymond, J. C., Garcia, M. R., et al. 1990, *Astronomy and Astrophysics*, 235, 162
- Walter, R., Bodaghee, A., Barlow, E. J., et al. 2004, *The Astronomer's Telegram*, 229, 1
- Walter, R., Lutovinov, A. A., Bozzo, E., & Tsygankov, S. S. 2015, *A&AR*, 23, 2
- Walter, R., Rodriguez, J., Foschini, L., et al. 2003, *A&A*, 411, L427
- Walter, R., Zurita Heras, J., Bassani, L., et al. 2006, *Astronomy and Astrophysics*, 453, 133
- Wenger, M., Ochsenbein, F., Egret, D., et al. 2000, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 143, 9
- Whittet, D. C. B. & Bowey, J. E. 2003, *The Observatory*, 123, 320
- Wright, E. L., Eisenhardt, P. R. M., Mainzer, A. K., et al. 2010, *The Astronomical Journal*, 140, 1868
- Wróblewski, A. 1985, *American Journal of Physics*, 53, 620

- Xmm-Newton Survey Science Centre, C. 2013, VizieR Online Data Catalog, IX/44
- Zickgraf, F. J., Wolf, B., Stahl, O., Leitherer, C., & Klare, G. 1985, A&A, 143, 421
- Zolotukhin, I. Y., Bachetti, M., Sartore, N., Chilingarian, I. V., & Webb, N. A. 2017, The Astrophysical Journal, 839, 125

Liste des figures

1	See you in OtterSpace!	6
1.1	Diagramme de Hertzsprung-Russel.	27
1.2	Cycle CNO.	28
1.3	Nébuleuse planétaire de la Lyre vue depuis le ciel Orcéen.	30
1.4	Profil en couche d'une étoile massive en fin de vie.	32
2.1	Formation d'un couple stellaire lors de l'effondrement d'un nuage moléculaire.	40
2.2	Scénario de formation de binaires de grande masse selon leur séparation initiale.	41
2.3	Équipotentielles de Roche.	43
2.4	Accrétion par débordement de lobe de Roche.	43
2.5	Binaire X de grande masse avec étoile Be.	44
2.6	Accrétion par vent stellaire.	45
2.7	Scénario évolutif passant par une phase LMXB.	46
2.8	Scénario évolutif passant par une phase HMXB.	47
3.1	Vue en coupe d'un télescope à rayons X.	53
3.2	Principe du masque codé.	53
3.3	Photosite d'un dispositif à transfert de charges.	55
3.4	Miroir secondaire du Grand Radiotélescope de Nançay.	55
3.5	Bruits et signaux associés aux détections d'ondes gravitationnelles.	58
4.1	Bandé passante des filtres visibles UBVRI du système Johnson-Cousin.	61
4.2	Formation d'un profil P-Cygni.	65
4.3	Largeur équivalente de raie.	66
5.1	Distribution de l'incertitude astrométrique sur la position des binaires recensées.	77
5.2	Répartition des types de binaires recensées.	79
5.3	Distance au plan galactique des binaires X de grande masse avec contrepartie Gaia.	80
5.4	Distribution spatiale des binaires accrétantes dans le référentiel galactique.	81
5.5	Variable cataclysmique polaire.	100
6.1	Les quatre unités du Very Large Telescope (VLT).	104
6.2	Facteur de transmission résultant du rougissement interstellaire.	104
6.3	Champ de vue d'IGR J12489-6243.	105
6.4	Illustration du <i>nodding</i> en infrarouge.	106
6.5	Image 2D d'un spectre brut acquis avec ISAAC sur IGR J13020–6359.	106
6.6	Correspondance entre les étoiles d'un champ de vue et leur spectre.	107
6.7	Ajustement de la trace d'un spectre avec IRAF.APALL.	107
6.8	Spectre normalisé de l'absorption atmosphérique en infrarouge proche.	108
6.9	Spectres en bande K de IGR J13020-6359.	108
6.10	Spectre du fond de ciel en bande K.	111
6.11	Interface interactive de PySpeckit.	111
7.1	Champs de vue pris par ISAAC en bande K_s sur deux sources <i>INTEGRAL</i> .	113
7.2	Dépendance des largeur équivalentes du $^{12}\text{CO}(2,0)$, Ca I et Na I avec la classe de luminosité.	115
7.3	Cartes de champ autour d'IGR J13020–6359.	117
7.4	Spectre ISAAC en bande K de IGR J13020–6359.	118
8.1	Illustrations spatiale et statistique de notre échantillon.	121
8.2	Confrontation au modèle statistique général.	122

8.3 Confrontation au modèle ajusté au plan galactique.	122
8.4 Champ de vue XMM/EPIC autour d'IGR J16318-4848.	146
8.5 Géométrie proposée pour un disque circumstellaire irradié.	147
8.6 Courbe de lumière de IGR J16318-4848 issue des données <i>Swift</i> .	147
9.1 Illustration d'un spectre produit par X-Shooter.	149
9.2 Diagramme fonctionnel du pipeline X-Shooter sur EsoReflex.	150
9.3 Images de calibration pour la solution en longueur d'onde et la dépendance spatiale des spectres.	151
9.4 Extraction du spectre X-Shooter avec EsoReflex.	152
9.5 Spectre <i>Spitzer</i> /IRS de IGR J16318-4848.	153
9.6 Champ de vue <i>Herschel</i> /PACS dans la région d'IGR J16318-4848 à 70 μm.	154
10.1 Corrélation de la largeur équivalente des DIBs avec l'extinction.	156
10.2 Profil de la transition Bry.	157
10.3 Exemple de deux raies du fer en plateau.	159
10.4 Illustration de différents cas donnant des raies en plateau.	160
10.5 Ajustement du profil moyen des raies du fer.	161
10.6 Résultats de la modélisation des raies de l'hydrogène.	163
10.7 Géométrie dérivée sur MWC 137 à partir de la raie [O I] λ 630 nm.	165
10.8 Transition de H $_{\alpha}$ dans le spectre d'IGR J16318-4848.	166
10.9 Intensité cumulée des raies du monoxyde de carbone en fonction de la vitesse radiale.	170
10.10 Densité postérieure de probabilité sur la distance.	172
11.1 Distribution spectrale d'énergie de IGR J16318-4848.	174
11.2 Modèle géométrique adopté pour le disque de poussières.	175
11.3 Profil d'absorption normalisé des raies de silicates.	179
11.4 Illustration des différents sites d'émission modélisés.	180
11.5 Résultats de l'ajustement pour une distance de 2.4 kpc.	183
11.6 Résultats de l'ajustement pour une distance de 4.9 kpc.	183
11.7 Distribution des rapports H/R.	185
12.1 SED d'IGR J16318-4848 reproduite par le code PoWR.	188
12.2 Reconstruction des raies d'hélium.	188
12.3 Reconstruction de la série Brackett.	188
12.4 Cycle d'hystérésis typique d'un trou noir accrétant.	223
12.5 Champ de vue <i>Swift</i> /XRT autour de Swift J1745-26.	224
13.1 Comparaison des deux valeurs de dérougissement.	230
13.2 Données extraites sur Swift J1745-26.	231
14.1 Champ de vue VIRCAM autour de Swift J1745-26.	234
14.2 Corrélation entre période et amplitude de sursaut pour les SXTs.	236
15.1 Distribution des masses des trous noirs dans 6 LMXB du catalogue BlackCAT.	242
15.2 Ajustement de l'état bas/dur en début de sursaut à 8 kpc.	244
15.3 Ajustement des données en sursaut de septembre 2012.	245
15.4 Ajustement des données en sursaut de mars 2013.	245
15.5 Distribution spectrale d'énergie de Swift J1745-26 en septembre 2012.	247
15.6 Corrélation L _x /LoIR pour des binaires de faible masse à trou noir.	248

Liste des tableaux

5.1	Candidats HMXBs classées en étoiles actives.	78
5.2	Binaires X de faible masse (LMXB)	85
5.3	Variables Cataclysmiques (CV)	88
5.4	Binaires X de grande masse (HMXB)	89
6.1	Caractéristiques de l'instrument ISAAC.	103
7.1	Coordonnées des détections de IGR J13020-6359 en X/gamma.	117
7.2	Position et magnitude de la contrepartie infrarouge d'IGR J13020-6359.	117
8.1	Résumé des sources identifiées avec ISAAC.	119
10.1	Liste des bandes interstellaires diffuses identifiées dans le spectre d'IGR J16318-4848.	155
10.2	Coefficients de la corrélation EQW = $a \times E(B-V) + b$	156
10.3	Résultats moyens des ajustements sur les raies du fer.	161
10.4	Paramètres du modèle suite à l'ajustement.	164
10.5	Quantités dérivées à partir du modèle en double-pic.	164
10.6	Mesures du deuxième <i>Data Release</i> de Gaia sur IGR J16318-4848.	169
10.7	Vitesses radiales des bras spiraux dans la ligne de visée.	171
11.1	Résultats générés par l'ajustement de la SED d'IGR J16318-4848.	183
12.1	Paramètre du modèle ajusté avec le code PoWR.	188
12.2	Résumé des caractéristiques de Swift J1745-26.	225
13.1	Masse d'air pour chaque acquisition FORS2 (UBVRI) et ISAAC (J_sHK_s).	229
13.2	Extinction atmosphérique et point zéro de la photométrie pour les acquistions.	229
13.3	Photométrie optique/infrarouge de Swift J1745-26.	229
15.1	Paramètres du système en fonction du type spectral du compagnon.	243
15.2	Paramètres ajustés sur les données optique/infrarouge et X.	246